ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME II. AVRIL 1947. N° 8.

TOME II — AVRIL 1947 — N° 8

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

J. DEVAUX. — Contribution à l'étude de la mesure de l'absorption des rayons X par la matière. 109

F. VIOLET et R. LECUIR. — L'évolution de la technique des céramiques dans les Laboratoires de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil (C. S. F.). Procédés C. S. F. pour la préparation des céramiques de haute précision. 133

G. DE CHAMPS. — Récepteur universel RU 95. 137

P. GIROUD et L. COUILLARD. — Sondeur radioélectrique pour la mesure des hauteurs au-dessus du sol. 150

J. ORTUSI. — Définition et mesures des coefficients de réflexion dans les guides. . . 173

J. BERNIER. — Rectificatif à l'essai de théorie du tube électronique à propagation d'onde. . 195

L'envoi des *Annales* est fait contre versement de la somme de 250 francs par fascicule, ou 800 francs pour une souscription à 4 fascicules à paraître dans l'année, à titre de participation aux frais.

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 98 bis, boulevard Haussmann, Paris (8e).

Règlement par chèque à l'ordre de la Compagnie Générale de T.S.F. ou versement à son compte C. P. Paris 1068-98.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA MESURE DE L'ABSORPTION DES RAYONS X PAR LA MATIÈRE [1]

PAR JEAN DEVAUX,

Docteur ès Sciences
Laboratoire de Recherches Physico-Chimiques de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — 1° *Le premier chapitre de ce travail rappelle la théorie du phénomène de l'absorption des rayons X par la matière de cette étude théorique découle la nécessité absolue d'utiliser un rayonnement strictement monochromatique pour avoir des mesures précises. La discussion qui suit permet de fixer les conditions d'emploi d'un monochromateur à lame cristalline.*

Méthode habituelle de mesure : mesures successives de l'intensité du rayonnement X sans échantillon et avec celui-ci; inconvénients de cette technique. Exemple de mesures.

2° *Description de notre méthode permettant la mesure directe du rapport des intensités X avant et après l'échantillon examiné. L'échantillon est placé entre deux chambres d'ionisation dont les tensions sont de signes opposés; le réglage de la sensibilité de la première chambre permet d'amener, pour un échantillon donné, la somme des courants d'ionisation dans les deux chambres à être nulle: le zéro est observé à l'aide d'un amplificateur comprenant une lampe électromètre.*

Détails de réalisation pratique de l'appareil. Étalonnage et méthode à employer pour effectuer une mesure. Approximation des résultats.

3° *Résultats obtenus par une série de mesures sur des liquides organiques. Application à la détermination des coefficients d'absorption massiques de l'hydrogène, du carbone, de l'oxygène et de l'azote pour les longueurs d'onde Kα du cuivre et du molybdène. Utilisation des coefficients trouvés à l'analyse des corps organiques.*

4° *Application de la méthode à l'étude point par point de la composition d'un alliage binaire en lame mince d'épaisseur connue.*

5° *Détermination, dans le cas d'un corps pur d'épaisseur constante, de l'épaisseur réelle du métal.*

6° *Mesure de l'épaisseur d'une lame mince d'un corps homogène, ou mesure de l'épaisseur d'un dépôt de composition connue sur un support dont on a, au préalable, mesuré l'absorption.*

7° *Enfin la mesure des noircissements photographiques est une autre application de l'appareil qui présente un intérêt particulièrement important dans le cas des grandes densités photographiques, là où les mesures photométriques sont totalement dépourvues de sensibilité.*

Introduction.

La rareté des documents précis, des renseignements numériques, concernant la mesure des coefficients d'absorption des rayons X pour les différents éléments, nous a incité à étudier et à réaliser un appareil commode permettant d'effectuer rapidement de telles mesures avec une précision satisfaisante.

Les résultats obtenus dans de nombreuses déterminations nous ont permis de vérifier, dans la plupart des cas, l'exactitude de la loi d'additivité des coefficients d'absorption, généralement admise.

[1] Cet article est le texte d'une Thèse soutenue le 14 décembre 1945 à la Faculté des Sciences de Paris pour l'obtention du grade de Docteur ès Sciences Physiques.

Les seules données expérimentales dont nous avons pu prendre connaissance, données qui semblent comporter une approximation suffisante, sont celles puisées par Allen à des sources diverses, rassemblées par lui et publiées par Compton et Allison [1].

Mais ces mesures ont été obtenues par des auteurs divers ayant opéré avec des appareils différents, de sorte qu'on ignore, par cela même, à quel degré de précision on peut se fier dans l'étude de ces résultats.

Par ailleurs, le tableau publié par Bragg [2], relatif à tous les éléments, paraît plus théorique qu'expérimental.

Dans ces conditions, il nous a paru opportun de reprendre la question et d'effectuer un grand nombre de mesures de contrôle et de recherche avec un même appareil, de manière à obtenir des résultats comparables entre eux avec des approximations d'un même ordre de grandeur.

L'appareil que nous avons étudié et réalisé à cet effet, nous a permis de faire des mesures nombreuses et de bonne précision. Grâce au dispositif adopté on élimine pratiquement l'influence gênante des variations d'intensité du faisceau X incident par l'emploi efficace d'une méthode de zéro. L'usage constant du monochromateur de Johansson [3], dispositif à lame de quartz taillée et courbée, nous assurait un faisceau strictement monochromatique et de très grande intensité.

Le dispositif choisi nous a permis de mesurer les coefficients d'absorption massiques de l'hydrogène, du carbone, de l'azote et de l'oxygène pour les longueurs d'onde des rayonnements $K\alpha$ du cuivre et du molybdène, à partir de l'absorption par des composés organiques liquides. Nous avons, en outre, fait usage du même appareil pour des mesures d'épaisseur de substances ayant un coefficient d'absorption connu.

Pour la commodité de notre exposé, nous le divisons en quatre chapitres :

I. — Théorie de l'absorption.
II. — Description et emploi de l'appareil.
III. — Application à la mesure des coefficients d'absorption des liquides.
IV. — Applications diverses.

Ce travail a été exécuté de 1942 à 1945 au Laboratoire d'Essais du Conservatoire national des Arts et Métiers, sous la direction de M. André Guinier.

Nous prions M. André Guinier, Directeur adjoint du Laboratoire d'Essais, chargé de cours au Conservatoire national des Arts et Métiers, de bien vouloir accepter l'expression de notre respectueuse et profonde gratitude pour la direction qu'il a donnée à nos recherches et l'intérêt qu'il n'a cessé de nous témoigner.

Nous tenons à exprimer à M. G.-A. Boutry, Directeur du Laboratoire d'Essais, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, notre reconnaissance pour l'accueil qu'il nous a réservé dans ses Laboratoires.

Qu'il nous soit permis également de remercier ici le personnel du Laboratoire d'Essais à l'expérience duquel nous avons souvent eu recours pendant ces quatre années, et tout particulièrement M. Fallot, Chef du Service de Métrologie, dans le Laboratoire duquel nous avons pu faire effectuer les mesures très précises de longueurs et de densités dont nous avions un absolu besoin.

CHAPITRE PREMIER.

Théorie de l'absorption.

On sait qu'un faisceau de rayons X s'affaiblit en traversant la matière et que l'absorption qu'il subit dépend de la nature des éléments traversés et de la qualité du rayonnement incident.

1. **Définition des coefficients d'absorption.**

Considérons un faisceau de rayons X monochromatique et d'intensité I traversant normalement un échantillon absorbant d'épaisseur infiniment petite dx. Après passage à travers le corps absorbant, l'intensité du rayonnement sera diminuée d'une quantité dI. On aura donc, en appliquant la loi générale qui régit l'absorption de toutes les radiations, la relation fondamentale

$$\frac{\mathrm{d}I}{I} = \mu_l \,\mathrm{d}x, \qquad (\mathrm{I}.1)$$

où l'on suppose que la fraction du rayonnement incident qui est absorbée est proportionnelle à l'épaisseur de la couche de matière absorbante, μ_l est le coefficient de proportionnalité, il est fonction de la nature de l'absorbant et de la longueur d'onde du rayonnement : c'est le *coefficient d'absorption linéaire* de la substance pour la longueur d'onde considérée. Son équation aux dimensions est L^{-1}.

Si nous considérons une faisceau de 1 cm² de section, le coefficient d'absorption linéaire représentera la fraction de l'énergie de ce faisceau qui est absorbée par 1 cm³ de matière traversée; mais il est généralement plus important de connaître la fraction d'énergie absorbée quand un faisceau

de 1 cm² de section traverse 1 g de la matière. En effet, le *coefficient d'absorption massique* μ_m ainsi défini est, en première approximation, indépendant de l'état physique et chimique de l'absorbant.

On aura

$$\text{(I.2)} \qquad \frac{dI}{I} = -\mu_m \, dm = -\mu_m \rho \, dx,$$

où ρ est la densité de la matière et dm le poids en grammes de la matière traversée.

Le coefficient d'absorption massique est celui que nous emploierons par la suite, nous le noterons désormais μ sans l'affecter d'aucun indice. L'équation aux dimensions de μ est $M^{-1}.L^2$.

La relation qui lie les coefficients linéaire et massique est

$$\text{(I.3)} \qquad \mu = \frac{\mu_l}{\rho}.$$

On a souvent besoin, dans les calculs, de connaître la quantité d'énergie absorbée par un atome. Si μ représente le coefficient d'absorption massique d'un élément et n le nombre d'atomes contenus dans une masse de 1 g de cet élément, le *coefficient d'absorption atomique* μ_{at} sera donné par la relation

$$\text{(I.4)} \qquad \mu_{at} = \frac{\mu}{n} = \mu \frac{A}{N}$$

où A est la masse atomique de l'élément considéré et N le nombre d'Avogadro; A/N représente donc la masse d'un atome.

Si le coefficient d'absorption massique μ est constant, c'est-à-dire s'il ne dépend pas de l'épaisseur de matière traversée, on a en intégrant l'équation (I.2) pour une épaisseur finie x de l'absorbant

$$\text{(I.5)} \qquad \int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = \int_0^x -\mu\rho \, dx;$$

$$\text{Log}_e I - \text{Log}_e I_0 = -\mu\rho x,$$

où I_0 représente l'intensité du rayonnement incident ($x = 0$) et I l'intensité du rayonnement après avoir traversé une épaisseur x de matière.

On peut écrire également l'expression (I.5) sous la forme :

$$\text{(I.6)} \qquad \frac{I}{I_0} = e^{-\mu\rho x}.$$

Nous n'avons considéré, jusqu'à présent, que le cas d'un échantillon composé d'une seule sorte d'atomes, mais on admet généralement que les coefficients d'absorption massiques ou atomiques des éléments formant un corps composé s'additionnent arithmétiquement. C'est d'ailleurs ce que les mesures que nous avons faites nous ont permis de vérifier, avec une approximation satisfaisante, pour un grand nombre de corps.

On peut ainsi définir un *coefficient d'absorption moléculaire*

$$\text{(I.7)} \qquad \mu_{mol} = \Sigma A_a (\mu_{at})_a,$$

où A_a est le nombre d'atomes a entrant dans la molécule. Par exemple, pour l'acétone

$$CH_3-CO-CH_3 = C_3H_6O,$$

on aura

$$(\mu_{mol})_{C_3H_6O} = 3(\mu_{at})_C + 6(\mu_{at})_H + (\mu_{at})_O.$$

On aura pour le coefficient d'absorption massique d'un composé une formule analogue, puisque

$$\mu = \mu_{at} \frac{N}{A}.$$

Dès lors, on peut écrire la relation

$$\text{(I.8)} \qquad \mu = \Sigma p_i \mu_i,$$

dans laquelle μ_i est le coefficient d'absorption massique d'un élément i et p_i sa proportion en poids dans 1 g du composé considéré.

2. Nature de l'absorption.

Le phénomène de l'absorption des rayons X par la matière peut être considéré comme résultant de la superposition de deux processus différents qui sont :

1° *L'absorption photoélectrique* ou absorption vraie ou encore absorption de *fluorescence* dans laquelle l'énergie d'un quantum de rayonnement incident est transformée, partie en énergie cinétique d'un électron éjecté, partie en accroissement de l'énergie potentielle d'un atome excité;

2° Les atomes frappés par les rayons X réémettent un rayonnement X dans toutes les directions, c'est le phénomène de diffusion. Il se décompose en *diffusion Compton* ou *incohérente* avec changement de longueur d'onde et en *diffusion cohérente* sans changement de longueur d'onde. L'effet total de la diffusion est exprimé par le coefficient σ.

Le coefficient d'absorption massique μ a donc pour valeur :

$$\text{(I.9)} \qquad \mu = \tau + \sigma.$$

3. Mesure de μ.

La variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde est représentée schéma-

tiquement sur la figure 1. Entre chaque discontinuité, l'absorption croît à peu près comme le cube de la longueur d'onde.

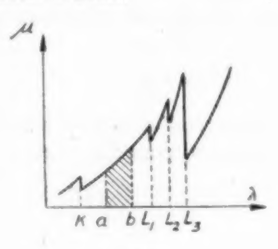


Fig. 1.

Prenons, à titre d'exemple, l'absorption par le mica en appliquant la formule empirique établie par Williams [4] qui donne le coefficient d'absorption linéaire en fonction de la longueur d'onde pour des longueurs d'onde comprises entre 0,4 et 2,3 Å.

$$\mu_l = 36{,}56\,\lambda^{2,76} \qquad (\lambda \text{ en Å}). \tag{I.10}$$

Voyons l'erreur que l'on commettrait si, au lieu d'une longueur d'onde monochromatique $\lambda_m = 0{,}62$ Å, on utilisait une bande de longueurs d'onde comprises entre $\lambda_1 = 0{,}60$ et $\lambda_2 = 0{,}64$ Å,

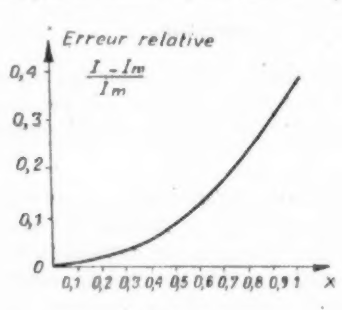


Fig. 2.

l'intensité incidente I_0 étant constante dans l'intervalle considéré. (Ce cas est théorique car il n'est pas possible expérimentalement d'isoler ainsi une bande de longueurs d'onde, le cas pratique est beaucoup plus complexe, les limites n'étant pas définies aussi nettement. Nous avons choisi ces longueurs d'onde pour notre exemple car elles correspondent pratiquement à une intensité à peu près constante en utilisant le fond continu d'un tube à anticathode de tungstène avec une tension de 25 kV [5].)

Si dI_0 est l'intensité incidente pour l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$, comme on la suppose constante dans tout l'intervalle $\lambda_1\lambda_2$, on aura

$$I_0 = \frac{dI_0}{d\lambda}(\lambda_2 - \lambda_1) = 1, \tag{I.11}$$

en prenant l'intensité incidente totale égale à l'unité.

L'intensité transmise après absorption à travers un écran de mica d'épaisseur x cm pour un intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ est

$$dI = dI_0\, e^{-\mu_l x} = \frac{d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\, e^{-(36{,}56\lambda^{2,76})x} \tag{I.12}$$

et l'intensité totale pour la bande considérée

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} dI = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e^{-(36{,}56\,\lambda^{2,76})x}\, d\lambda. \tag{I.13}$$

D'autre part, supposons que toute l'intensité incidente ($I_0 = 1$) soit concentrée à la longueur d'onde unique $\lambda_m = 0{,}62$ Å, dans ce cas, l'intensité, après absorption par l'écran de mica, est

$$I_m = e^{-\mu_l x} = e^{-9{,}772x} = (0{,}00057)^x. \tag{I.14}$$

Nous avons calculé graphiquement l'intégrale (I.13) pour un certain nombre de valeurs de x et nous reproduisons sur la figure 2 la courbe représentant l'erreur relative $\frac{I - I_m}{I_m}$ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon.

4. Mesure de l'absorption.

L'exemple précédent nous montre qu'il faut, pour faire des mesures d'absorption précises, utiliser un rayonnement monochromatique. La méthode, employée autrefois, dans laquelle on se sert d'un rayonnement filtré, est donc à rejeter. Elle conduit, en effet, à des résultats d'une interprétation très délicate, car, non seulement la bande passante est assez large, mais encore l'intensité n'est pas la même pour toutes les longueurs d'onde transmises.

La meilleure méthode est donc celle qui consiste à se servir d'un monochromateur utilisant la réflexion sélective des rayons X par les plans réticulaires d'un cristal.

L'emploi d'un monochromateur exige toutefois des précautions spéciales, car la réflexion sur les plans d'intervalle interréticulaire d obéissant à la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \tag{I.15}$$

on obtient, pour une valeur fixe de l'angle de réflexion θ, des rayons diffractés non seulement de longueur d'onde λ, mais aussi des harmoniques $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{3}$, etc.

Il est donc indispensable de faire fonctionner le tube à rayons X à un potentiel assez bas pour

que les rayonnements de longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$ et, *a fortiori*, $\frac{\lambda}{3}$, etc., qui se réfléchissent pour le même angle de Bragg sur la lame cristalline, ne soient pas émis par l'anticathode du tube. En effet, les harmoniques réfléchis par le cristal du monochromateur sont des radiations provenant du fond continu émis par le tube en même temps que les raies caractéristiques du métal formant l'anticathode, et l'on sait que ce rayonnement « blanc » a une limite inférieure qui est donnée par la relation quantique

$$h\nu_m = \frac{h_c}{\lambda_m} = eV, \tag{I.16}$$

où h est la constante de Planck, ν_m et λ_m respectivement la fréquence et la longueur d'onde limites, eV l'énergie de l'électron.

Pour que la longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$ ne soit pas émise par le tube, il suffit donc que le potentiel d'accélération des électrons soit inférieur à la valeur

$$V_{max} = \frac{12,34}{\frac{\lambda}{2}}, \tag{I.17}$$

où V est exprimé en kilovolts et λ en angströms.

Par exemple, pour une anticathode de cuivre, on a :

$$\lambda_{K\alpha} = 1,54\,\text{Å}, \qquad V_{max} = \frac{12,34}{0,77} = 16\,\text{kV},$$

pour une anticathode de molybdène :

$$\lambda_{K\alpha} = 0,71\,\text{Å}, \qquad V_{max} = \frac{12,34}{0,355} = 35\,\text{kV}.$$

Nous avons mesuré l'influence de la proportion d'harmonique $\frac{\lambda}{2}$ présente dans le rayonnement d'un tube scellé à anticathode de cuivre sous une tension de 23 kV, tension pour laquelle l'harmonique $\frac{\lambda}{3}$ n'existe pas. [En effet 12,34 : (1,54/3) = 24 kV).

Pour cela, nous avons comparé l'affaiblissement du faisceau par deux écrans, l'un d'aluminium, l'autre de cuivre, d'épaisseurs connues. Le choix de ces écrans a été déterminé par le fait que pour l'écran de cuivre la discontinuité d'absorption K se trouve entre les longueurs d'onde λ et $\frac{\lambda}{2}$, alors qu'il n'y a pas de discontinuité entre ces valeurs pour l'écran d'aluminium.

Le Tableau I donne les valeurs des coefficients d'absorption massiques pour les longueurs d'onde $\lambda_{CuK\alpha}$ et $\frac{\lambda}{2}$ ainsi que les poids p par unité de surface, des écrans utilisés.

TABLEAU I.

	Écrans	
	de cuivre.	d'aluminium.
$\lambda_{CuK\alpha}$	$\mu_1 = 50,9$	$\mu_2 = 49,0$
$\frac{\lambda}{2}$	$\mu'_1 = 65$	$\mu'_2 = 6,6$
p g : cm²	$p_1 = 0,137$	$p_2 = 0,142$ $p'_2 = 0,369$

En rayonnement monochromatique λ, le rapport des intensités du rayonnement X avant et après l'écran est donné par

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_1 p_1} = e^{-\mu_2 p_2}, \tag{I.18}$$

les épaisseurs des écrans ayant été choisies de telle façon que leur absorption soit la même pour $\lambda_{CuK\alpha}$.

Si maintenant nous considérons un faisceau incident comprenant un rayonnement de longueur d'onde λ, d'intensité I_0 et un rayonnement de longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$ dont l'intensité I'_0, faible par rapport à I_0, est donnée par

$$I'_0 = KI_0, \tag{I.19}$$

si $I + I'$ représente l'intensité du faisceau après passage à travers l'écran, on a

$$\frac{I + I'}{I_0} = e^{-\mu_1 p_1} + K\,e^{-\mu'_1 p_1} = e^{-\mu_2 p'_2} + K\,e^{-\mu'_2 p'_2}, \tag{I.20}$$

p'_2 étant le nouveau poids par unité de surface de l'écran d'aluminium donnant lieu à la même absorption que l'écran de cuivre.

Les valeurs numériques données dans le Tableau I permettent de résoudre cette équation par rapport à K. On a

$$e^{-50,9\times 0,137} + K\,e^{-65\times 0,137} = e^{-49,0\times 0,369} + K\,e^{-6,6\times 0,369}.$$

On en tire, en négligeant le premier terme du second membre

$$K = 0,01.$$

Si la chambre d'ionisation avait la même sensibilité pour les photons X de longueur d'onde λ et $\frac{\lambda}{2}$, K représenterait la proportion d'harmonique contenue dans le faisceau de rayons X utilisé; en réalité, ce coefficient représente le rapport de leurs actions ionisantes, c'est-à-dire le point de vue important pour les mesures.

Voyons maintenant l'ordre de grandeur de l'erreur que nous pourrions commettre sur une mesure de coefficient d'absorption en travaillant dans ces conditions. D'après les données précédentes, on voit que l'épaisseur d'aluminium produisant le même affaiblissement du faisceau qu'un écran de cuivre donné est passée de 0,142/2,7 = 0,0525 cm à 0,369/2,7 = 0,1366 cm, c'est-à-dire a varié du simple au double.

L'erreur serait bien moindre si l'un des deux écrans n'avait pas sa discontinuité d'absorption située entre λ et $\frac{\lambda}{2}$; néanmoins elle serait encore appréciable et l'on trouverait pour une substance donnée un coefficient d'absorption qui dépendrait de l'épaisseur de l'échantillon examiné.

Supposons, à titre d'exemple, que nous ayons un écran laissant passer 1/50e du rayonnement incident de longueur d'onde λ; on aura

$$\frac{I}{I_0} = e^{-3,91}.$$

Supposons, en outre, que dans l'intervalle considéré, il n'y ait pas de discontinuité d'absorption et que le coefficient d'absorption μ varie proportionnellement au cube de la longueur d'onde

$$\mu = A\lambda^3 \qquad \text{et} \qquad \mu' = A\left(\frac{\lambda}{2}\right)^3 = \frac{\mu}{8},$$

donc

$$\frac{I + I'}{I_0} = e^{-3,91} + 0,01\, e^{\frac{-3,91}{8}} = \frac{2,6}{100} \qquad \text{et} \qquad \frac{I}{I_0} = \frac{2}{100},$$

d'où

$$\frac{I + I'}{I} = 1,3.$$

L'erreur relative sera donnée par

$$\frac{\mu - \mu'}{\mu};$$

comme

$$\mu = \frac{\text{Log}_e I_0 - \text{Log}_e I}{\rho x} \qquad \text{et} \qquad \mu' = \frac{\text{Log}_e I_0 - \text{Log}_e (I + I')}{\rho x},$$

on a

$$\frac{\mu - \mu'}{\mu} = \frac{\text{Log}_e \frac{I + I'}{I}}{\text{Log}_e \frac{I_0}{I}} = \frac{\text{Log}_e 1,3}{\text{Log}_e 50} = 0,067,$$

soit une erreur d'environ 7 % sur la valeur de μ trouvée.

Nous avons reporté sur le graphique (*fig.* 3) les valeurs de $\frac{\mu - \mu'}{100\,\mu}$, c'est-à-dire l'erreur en pour 100 en fonction de $\frac{I_0}{I}$ pris avec une échelle logarithmique; on voit que si l'absorbant laisse passer la moitié du rayonnement incident, l'erreur sur la mesure de μ est encore de 1 % pour une valeur de $K = 0,01$.

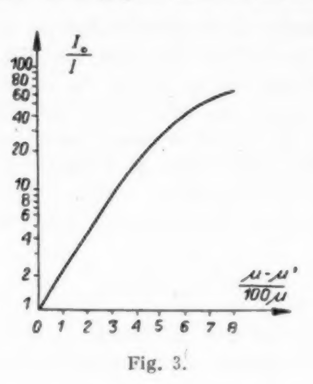


Fig. 3.

Ceci montre donc la nécessité absolue, pour faire des mesures précises, de travailler constamment avec un potentiel d'accélération des électrons inférieur à celui d'excitation de l'harmonique $\frac{\lambda}{2}$.

5. Utilisation d'un monochromateur à lame courbe.

Les considérations précédentes nous ont amené à n'utiliser que des tensions assez basses; or, pour de telles tensions, un monochromateur à lame plane donne un faisceau diffracté d'intensité faible, ce qui conduit à l'utilisation d'appareils de mesure excessivement sensibles, donc d'emploi délicat.

Pour nous affranchir autant que possible de cette sujétion, nous avons utilisé le monochromateur à lame de quartz courbée de Johansson [6], qui présente l'avantage, par rapport au monochromateur plan de Bragg, d'utiliser le rayonnement émis par l'anticathode sous un angle solide assez grand de l'ordre de 3°, au lieu du pinceau très étroit, limité par les deux fentes utilisé dans le montage avec cristal plan. La figure 4 montre le chemin parcouru par le faisceau de rayons X en (*a*) dans un montage à

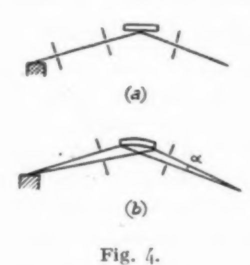


Fig. 4.

monochromateur plan, en (*b*) dans un monochromateur à lame courbe.

Malgré la convergence du faisceau dans l'absorbant, du fait que l'angle α est petit (3°), on peut quand même, sans introduire d'erreur appréciable, appliquer les formules établies précédemment pour un faisceau parallèle. En effet, la différence du chemin parcouru dans l'absorbant par les rayons les plus obliques et par les rayons normaux est, si l est la longueur suivant la normale, et $l + \Delta l$ la longueur oblique

$$(I.21) \qquad \Delta l = l\left(\frac{1}{\cos\frac{\alpha}{2}} - 1\right) = 0,0004\,l.$$

On voit donc que l'on commet une erreur relative de beaucoup inférieure à 4/10 000° en appliquant sans correction les formules précédentes.

6. Place de l'absorbant.

Moseley et Darwin [7], puis Woo [8] ont montré qu'aucune différence appréciable dans les mesures des coefficients d'absorption n'est constatée lorsqu'on place l'absorbant avant ou après le monochromateur.

Par contre, il ne faut pas placer l'échantillon contre la fenêtre de la chambre d'ionisation, car on ne mesurerait plus dans ce cas l'absorption totale. En effet, une partie appréciable de la radiation diffusée entrerait dans la chambre.

Avec le monochromateur à lame courbe, pour que, dans le plan horizontal, ne pénètrent dans la chambre que les rayons diffusés dans la direction du faisceau incident, il suffit de placer l'échantillon avant la focalisation et de disposer une fente étroite f_1 qui limite le faisceau sans le toucher, juste au point de focalisation, comme il est indiqué sur la figure 5.

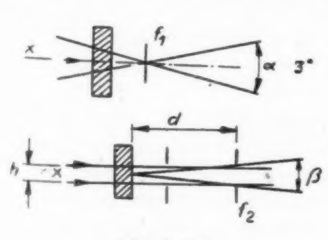


Fig. 5 et 6.

Dans le plan vertical, la marche des rayons X est montrée sur la figure 6; en plaçant la fente f_2 le plus loin possible de l'échantillon, c'est-à-dire sur la fenêtre même de la chambre d'ionisation, on a un angle de diffusion β assez petit.

7. Méthode de mesure.

La méthode classique de mesure des coefficients d'absorption consiste à mesurer successivement l'intensité du faisceau sans absorbant (mesure de I_0) puis à interposer l'absorbant entre le tube et la chambre d'ionisation et à mesurer à nouveau l'intensité (mesure de I). Cette méthode est longue, puisqu'elle exige au moins trois mesures successives de l'intensité (une nouvelle mesure de I_0 est en effet nécessaire pour vérification); d'autre part, elle a le grave inconvénient de supposer implicitement que l'intensité du rayonnement X émis par le tube n'a pas varié pendant les quelques minutes nécessaires à la mesure.

Nous avons fait des mesures par cette méthode en employant deux procédés différents.

1° Nous utilisons un électromètre de Lindemann monté comme indiqué sur la figure 7 où ρ_1 et ρ_2 sont des résistances permettant de régler la sensibilité et ρ_3 un potentiomètre pour ajuster le zéro.

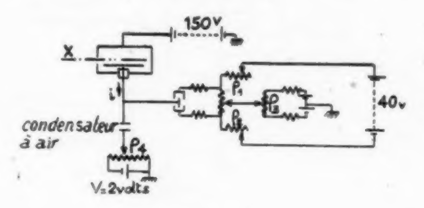


Fig. 7.

On mesure le temps t nécessaire au déplacement du curseur du potentiomètre ρ_4 d'un bout à l'autre de sa course; ce temps est inversement proportionnel au courant passant dans la chambre d'ionisation. En effet, si i est ce courant, la charge accumulée sur l'aiguille est

$$q = it.$$

D'autre part, la charge prise par l'armature du condensateur C est

$$q' = Cv.$$

Pour que l'aiguille reste au zéro, il faut que l'on ait à tout instant

$$|q| = |q'|,$$

c'est-à-dire

$$i = \frac{Cv}{t}.$$

On aura donc

$$\frac{i_0}{i} = \frac{t}{t_0}.$$

Une série de mesures faites par cette méthode nous a donné comme valeurs extrêmes de $\frac{i_0}{i}$ (correspondant à l'interposition d'un écran d'aluminium de 7/100e de millimètre d'épaisseur sur le trajet des rayons X) 2,45 et 2,60. Donc

$$\mu\rho x = \mathrm{Log}_e \frac{I_0}{I} = 0,895 \quad \text{et} \quad 0,953.$$

comme

$$\rho = 2,70 \qquad \text{et} \qquad x = 0,007 \text{ cm}, \qquad \rho x = 0,0189.$$

d'où

$$\mu_{Al} = 47,3 \quad \text{et} \quad 50,5,$$

soit une erreur relative de $\pm$ 2 % par rapport à la valeur (49,0) donnée par Allen [1] comme coefficient d'absorption massique de l'aluminium pour la longueur d'onde Kα du cuivre.

2° Nous avons fait également des mesures en utilisant le dispositif représenté figure 8 dans lequel

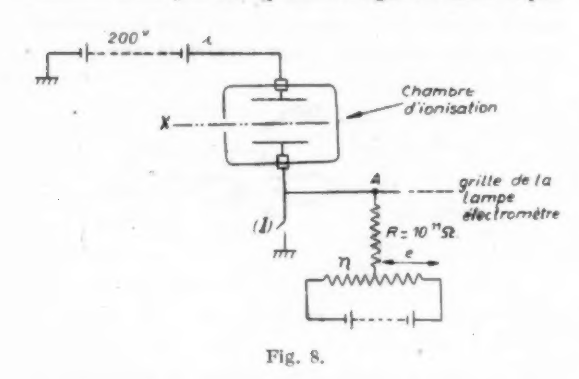


Fig. 8.

nous avons remplacé l'électromètre par une lampe électromètre que nous faisons fonctionner à potentiel de grille constant. On oppose, pour cela, une différence de potentiel e au moyen d'un potentiomètre π de façon que

$$e = iR,$$

i étant le courant d'ionisation. Ainsi le potentiel au point A ne varie pas quand on met celui-ci à la masse au moyen de l'interrupteur (1). Le potentiel du point A est observé au moyen d'une lampe électromètre et d'un amplificateur à courant continu du modèle décrit au chapitre suivant. D'autre part, des précautions spéciales avaient été prises pour avoir une bonne stabilité du tube à rayons X : alimentation du générateur haute tension par un transformateur à fer saturé et chauffage du filament avec un accumulateur.

Une série de mesure faites en interposant sur le trajet des rayons X un écran de cellophane [écran appelé (2_0) au chapitre suivant] nous a donné les valeurs extrêmes 1,295 et 1,302 pour $\frac{e_0}{e}$ soit 0,258 et 0,264 pour μx, ce qui fait une erreur relative de 2 %.

Étant donnée la précision faible des mesures faites par cette méthode, nous avons mis au point une méthode permettant de faire une mesure directe du rapport $\frac{I_0}{I}$ qui ne dépende pas, dans une large mesure, de la valeur de I_0, donc, qui soit absolument indépendant des variations d'intensité du rayonnement X émis par le tube qui pourraient se produire au cours de la mesure.

C'est la description de cet appareil qui va faire l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE II.

Description et emploi de l'appareil.

L'appareil se compose essentiellement d'un monochromateur, de deux chambres d'ionisation, d'une lampe électromètre et d'un amplificateur à courant continu.

1. **Principe.**

Le faisceau de rayons X, après s'être « réfléchi » sur la lame cristalline du monochromateur, traverse deux chambres d'ionisation entre lesquelles est intercalé l'absorbant à examiner. Les tensions appliquées aux deux chambres d'ionisation sont de signes opposés, afin que les courants d'ionisation soient de sens inverse.

La chambre qui reçoit le faisceau directement à la sortie du monochromateur est peu sensible et sa sensibilité est d'ailleurs réglable; l'autre, celle qui reçoit le faisceau affaibli, est au contraire très sensible (remplie d'air ou d'argon).

Pour une sensibilité donnée de la chambre réglable, il existe un absorbant tel que le rapport des intensités X, avant et après absorption, provoque dans les deux chambres des courants d'ionisation égaux et de sens contraires. Le courant résultant de ces deux courants d'ionisation passe dans une grande résistance et la différence de potentiel aux bornes de cette résistance est mesurée au moyen d'une lampe électromètre et d'un amplificateur à courant continu.

Ainsi, quand les deux chambres sont équilibrées, la différence de potentiel aux bornes de la résistance

est nulle, et le galvanomètre ne dévie pas quand on intercepte le faisceau de rayons X.

La figure 9 représente une vue d'ensemble de l'appareil.

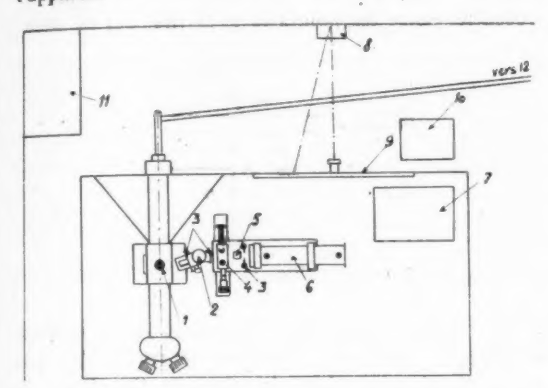


Fig. 9. — 1, tube à rayons X; 2, monochromateur; 3, fentes; 4, chambre réglable; 5, échantillon; 6, chambre fixe; 7, amplificateur; 8, galvanomètre; 9, échelle du galvanomètre; 10, accus 10 V; 11, accus 400 V; 12, générateur H. T.

2. Source de rayons X.

Comme source de rayons X, nous utilisons des tubes scellés *Philips* type M. U. R. à fenêtres en verre de Lindemann et anticathode de cuivre ou de molybdène. Le tube est placé horizontalement. Cette position facilite beaucoup les réglages, car le faisceau de rayons X reste dans un plan horizontal après réflexion sur le monochromateur. D'autre part, la distance du foyer du tube au monochromateur doit être bien définie, afin que celui-ci donne un faisceau monochromatique et bien focalisé. Comme le foyer du tube que nous employons est linéaire, il faut que sa plus grande dimension soit parallèle à l'axe de rotation du cristal. Cependant, comme cette dimension est de l'ordre de 1 cm, on doit en masquer une partie avec un écran de plomb pour éviter que le faisceau ne soit trop divergent en hauteur.

La figure 10 représente une coupe du faisceau de rayons X suivant un plan vertical, on y voit

Fig. 10.

en 1, 2, 3, 4, 5, les différentes fentes limitant le faisceau en hauteur; les angles ont été agrandis pour la clarté du dessin.

3. Monochromateur.

Le rayonnement émis par l'anticathode est rendu strictement monochromatique par l'emploi du monochromateur Johansson à lame de quartz taillée et courbée [6], [9]. La lame est taillée parallèlement aux plans $10\bar{1}0$ (une des faces de la pyramide des cristaux naturels) qui ont un fort pouvoir réflecteur; c'est une lamelle à faces cylindriques de rayons $2R$ qui est ensuite placée dans une presse de rayon R; les plans réticulaires ont alors la courbure

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{2R} = \frac{1}{2R}.$$

Si la source de rayons X (foyer du tube) se trouve sur le cercle (C) de rayon R (*fig.* 11), tous les rayons

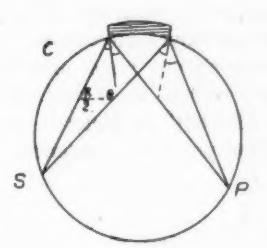


Fig. 11.

issus de ce point ayant la longueur d'onde λ se réfléchiront sur la lame sous l'angle Θ et viendront converger en un autre point P du même cercle. Pour la longueur d'onde $CuK\alpha$, le rayon de courbure de taille de la lame est de 600 mm, celui de la presse de 300 mm; pour la longueur d'onde $MoK\alpha$, ces rayons de courbure sont respectivement 1200 et 600 mm.

Nous avons vu au chapitre premier les raisons qui nous ont amené à employer ce dispositif. En ne dépassant pas la tension de 15 kV pour le cuivre et de 34 kV pour le molybdène, les harmoniques des raies $CuK\alpha$ et $MoK\alpha$ ne perturbent pas les mesures. D'autre part, surtout pour le molybdène, il faut faire attention à ce que le rayonnement X émis par des taches de Laue de la lame de quartz peut se trouver dans le faisceau utilisé et, du fait que ce rayonnement n'a ni la même longueur d'onde, ni la même direction que le faisceau monochromatique, il fausserait complètement les mesures s'il entrait dans la première chambre d'ionisation. Une judicieuse disposition des fentes limitant le faisceau permet d'y remédier.

4. Chambre d'ionisation réglable.

On sait que, lorsque le champ entre les électrodes d'une chambre d'ionisation est suffisant pour qu'il y ait saturation, c'est-à-dire pour qu'il n'y ait pas recombinaison des ions formés, le courant est proportionnel au nombre p d'ions produits par seconde et par centimètre cube, à la surface S des électrodes et à la charge e de l'électron

(II.1) $$i = pSe.$$

Pour faire varier la sensibilité de la chambre, c'est-à-dire pour modifier le courant i quand le rayonnement ionisant reste constant, nous avons utilisé une méthode consistant à faire varier la surface de l'électrode reliée à l'électromètre tout en conservant le champ uniforme. Ce facteur est en effet celui dont la variation est la plus commode à réaliser par un moyen mécanique.

Pour que le champ reste uniforme malgré les variations de surface de l'électrode, nous avons employé un dispositif analogue à celui de l'anneau de garde utilisé pour les condensateurs. Pour que l'anneau de garde joue un rôle efficace, il faut que son potentiel soit le même que celui de l'électrode intérieure E; ceci est réalisé dans nos mesures, puisque nous les faisons lorsque la différence de potentiel entre les points A et B (*fig.* 12) est nulle.

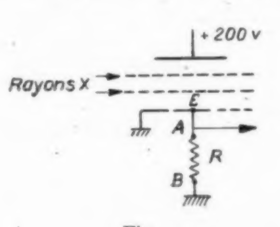


Fig. 12.

En réalité, pour une question de réalisation mécanique commode, l'anneau de garde n'est pas placé exactement dans le plan de l'électrode E, mais légèrement au-dessus; toutefois, la différence de distance est faible vis-à-vis de la distance des électrodes, le champ est ainsi pratiquement uniforme.

Réalisation pratique. — La chambre réglable (*fig.* 13) est formée d'un parallélépipède métallique (1) relié à la terre, percé de deux fenêtres (2) et (3) fermées par des feuilles d'aluminium de 1/100e de millimètre d'épaisseur collées au « glyptal ». La variation de surface active de l'électrode collectrice d'ions (4) est obtenue par le déplacement d'un chariot à glissières (5) au moyen d'une vis micrométrique (6). Le dispositif d'anneau de garde est formée d'une plaque fixe (7) percée d'un trou rectangulaire de dimensions légèrement inférieures à celles de l'électrode, et du chariot à glissières (5) dans lequel est découpée une ouverture en forme de triangle isocèle; le déplacement au moyen de la vis micrométrique (6) permet d'apprécier 1/50e de millimètre, ce qui correspond à une variation de surface de l'électrode de 0,1 mm². La course totale de la vis est de 30 mm; les positions extrêmes correspondent à des surfaces d'électrodes respectivement de 175 et 25 mm², ce qui donne un rapport de sensibilité de 7.

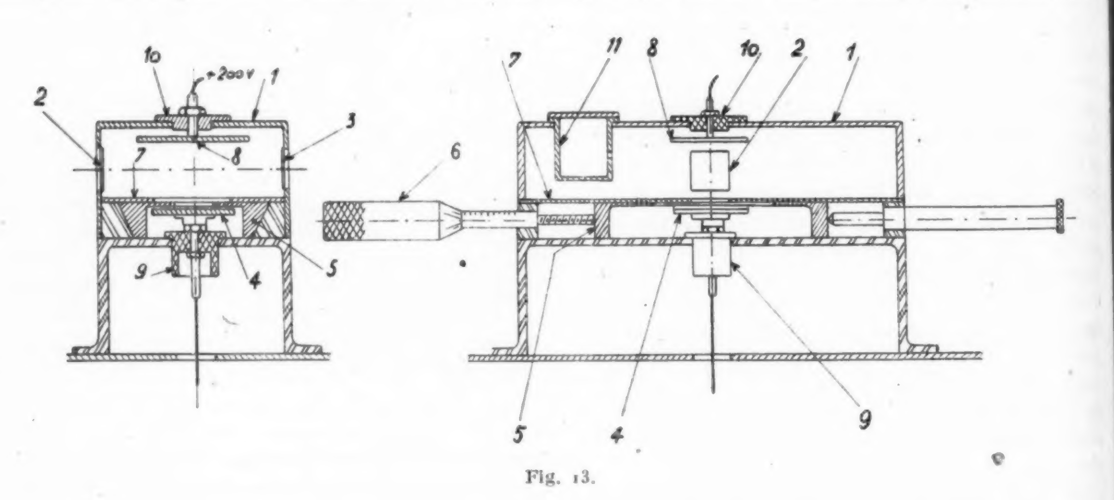


Fig. 13.

Les électrodes (4) et (8) sont isolées par

rapport à la masse par des coussinets (9) et (10) en « plexiglass ».

Un cylindre d'ébonite (11) contenant du « carbagel » permet de maintenir l'air sec à l'intérieur de la chambre.

5. Chambre d'ionisation.

La seconde chambre a une sensibilité constante pendant toute la durée des mesures; on peut la rendre plus ou moins sensible, suivant l'absorption de l'échantillon étudié, en la remplissant d'un mélange d'air sec et d'argon en proportions variables.

La grande sensibilité est obtenue par une longueur de 30 cm, ce qui correspond à une forte absorption du rayonnement X; en effet, quand elle est remplie entièrement d'argon, pour la longueur d'onde $K\alpha$ du molybdène, la moitié du rayonnement incident est absorbée et pour la longueur d'onde $K\alpha$ du cuivre, les 998/1000e.

Réalisation pratique (*fig.* 14). — La chambre est formée d'un cylindre de laiton formant blindage, relié à la terre, de 6 cm de diamètre, à l'intérieur duquel sont fixées les électrodes; celles-ci sont constituées par deux plaques d'acier rectifiées parallèles, celle (1) qui est reliée aux batteries d'accumulateurs est fixée au cylindre extérieur au moyen de deux pièces (2), (3) isolées au « plexiglass » et rendues étanches par vernissage au « glyptal »;

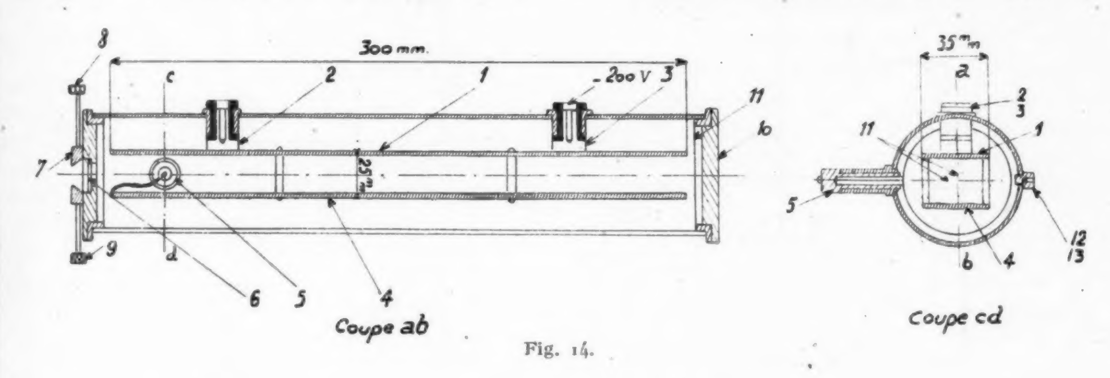


Fig. 14.

ces pièces forment prises de courant. L'électrode (4) connectée à la grille de la lampe électromètre est maintenue sur l'autre par cinq entretoises en « plexiglass », la connexion traversant le blindage est isolée par un long cylindre de « plexiglass » (5).

La fenêtre (6) par où pénètrent les rayons X dans la chambre est fermée par une feuille d'aluminium de 1/100e de millimètre d'épaisseur, collée au « glyptal », elle est munie d'une fente (7) avec réglage indépendant de chaque lèvre, au moyen de deux vis à pas fin (8) et (9). Cette fente permet de limiter le faisceau sans le toucher et d'éviter ainsi que les rayons diffusés par l'échantillon, en dehors de l'angle solide défini par le faisceau direct ne pénètrent dans la chambre.

Le fond de la chambre (10) est démontable; sur le cylindre est fixée une croix formée de deux fils de cuivre (11); cette croix permet, par une photographie du faisceau, de centrer très exactement celui-ci et d'éviter ainsi qu'il ne touche les électrodes.

La chambre est munie également de deux ajutages (12) et (13), fermés par vis-pointeau, par lesquels on fait le remplissage d'argon, on serre ensuite les vis que l'on scelle avec de la cire.

6. Amplificateur.

Les électrodes collectrices (*E*), (*E'*) (*fig.* 15) des deux chambres, reliées entre elles, sont connectées à la masse de l'appareil par l'intermédiaire d'une résistance (*R*) d'environ $10^{11}\,\Omega$. Cette résistance peut être une résistance *S. S. White* ou une résistance

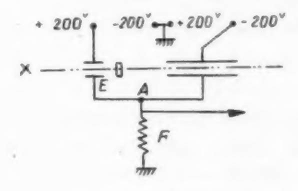


Fig. 15.

obtenue par pulvérisation cathodique d'un métal sur une tige de quartz (résistance *Vodar* [10]). Ces deux sortes de résistances ont, l'une et l'autre, bonne stabilité. Quand l'appareil est équilibré, il ne doit y avoir aucune variation de différence de potentiel aux bornes de la résistance (*R*), lorsqu'on met le faisceau de rayons X ou qu'on le supprime.

On décèle cette différence de potentiel au moyen d'un amplificateur à courant continu monté avec une lampe électromètre bigrille *Mazda* E_1. L'amplificateur est équipé d'un dispositif de compensation automatique de la dérive du type décrit par Gillod [11].

On sait que dans une lampe, une faible variation de courant de chauffage du filament provoque une variation importante du courant plaque, si donc la valeur du courant plaque sert pour la mesure de la tension grille de la lampe, il faut que le courant filament soit parfaitement constant, on a donc intérêt à substituer à la lecture du courant plaque une lecture qui ne soit pas influencée par de faibles variations du courant filament de la lampe.

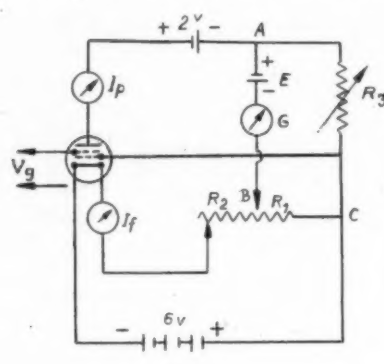


Fig. 16.

Dans le circuit fermé ABCA (*fig.* 16) on a, quand le galvanomètre G est au zéro

$$(\text{II}.2) \qquad R_1 I_f - E = R_3 I_p.$$

Comme une faible variation ΔI_f du courant de chauffage provoque une varation ΔI_p du courant plaque de la lampe donnée par la r lation

$$(\text{II}.3) \qquad \Delta I_f = K \Delta I_p,$$

où K est une constante au point de fonctionnement utilisé de la lampe; pour qu'une variation ΔI_f du courant de chauffage ne provoque pas la naissance d'un courant dans le circuit du galvanomètre G, il suffit que l'on ait

$$(\text{II}.4) \qquad R_1 \Delta I_f = R_3 \Delta I_p \qquad \text{ou} \qquad K = \frac{R_3}{R_1}.$$

On peut déterminer K en traçant les courbes caractéristiques de la lampe utilisée, mais il est plus simple de déterminer expérimentalement les valeurs à donner à R_3 et R_1 en provoquant ΔI_f par une variation de la résistance R_2 et en modifiant les valeurs de R_3 et R_1 jusqu'à ce que la variation de R_2 ne fasse plus dévier le spot du galvanomètre.

Dans ce dispositif, la force électromotrice E utilisée pour la compensation ne débite aucun courant, puisqu'elle est montée en série avec le galvanomètre, lequel est utilisé comme appareil de zéro. Cette force électromotrice ne risque donc pas de varier, et l'on peut employer sans inconvénient une pile sèche.

La figure 17 représente l'ensemble du montage électrique.

Le potentiomètre (1) de 50 000 Ω sert à régler la polarisation de la lampe, son curseur est relié à la

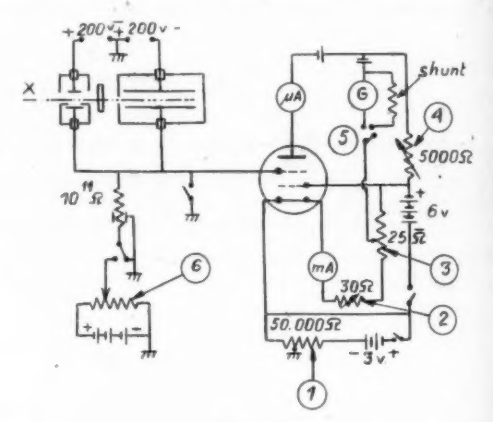


Fig. 17.

masse; la tension auxiliaire de polarisation est fournie par deux piles sèches.

On ajuste le courant de chauffage de la lampe au moyen du rhéostat (2); le réglage de la compensation se fait au moyen du potentiomètre (3) et de la résistance de plaque (4). Une clé (5) permet de shunter plus ou moins le galvanomètre. Un milliampèremètre et un microampèremètre permettent de contrôler respectivement le courant de chauffage et le courant plaque de la lampe.

Enfin, on a représenté en (6) un potentiomètre permettant de faire des mesures absolues en utilisant une seule chambre d'ionisation.

La lampe électromètre, soigneusement blindée et montée sur un support antimicrophonique est placée sur le bâti portant les chambres d'ionisation; elle est reliée à une boîte blindée contenant les appareils de contrôle et de réglage, les accumulateurs sont placés dans une boîte également blindée; toutes les connexions entre les différentes boîtes sont faites par des fils sous gaines métalliques tressées soudées aux boîtes. On évite ainsi les pertur-

bations dues surtout à la présence près de l'appareil de la source de haute tension alimentant le tube à rayons X.

7. Porte-échantillons.

Le porte-échantillons est constitué, d'une part, d'un support permettant de fixer dans une position bien définie, normale au faisceau de rayons X, les écrans étalons que l'on substitue à l'échantillon à étudier, lors de la mesure, d'autre part, d'un support pour l'échantillon étudié.

Dans le cas des liquides, l'échantillon est placé dans une cuve fermée soit par deux lames couvre-objet de microscope, soit par des lames à faces parallèles en quartz. Pour la longueur d'onde $CuK\alpha$ on emploie de préférence les fenêtres en quartz. On a mesuré au service de Métrologie du Laboratoire d'Essais, l'épaisseur du cylindre contenant le liquide avec une très bonne précision ($\pm$ 1 micron pour une épaisseur de 1 cm, soit 1/10 000ᵉ); l'erreur due à la mesure de l'épaisseur de l'échantillon n'intervient donc pas dans les mesures sur les liquides.

8. Étalons d'absorption.

On ne peut se contenter de repérer la position de la vis micrométrique de réglage de la sensibilité de la première chambre pour en déduire l'absorption, car la grande différence de sensibilité des deux chambres fait que l'appareil est très sensible aux variations de conditions de l'expérience, notamment de la température.

En effet, nous avons vu par la formule (II-1), que le courant dans une chambre d'ionisation est proportionnel au nombre d'ions formés par seconde et par centimètre cube, donc, en dernière analyse, de la température et de la pression régnant dans la chambre. On doit donc, d'une part, opérer à température constante pendant la mesure, ce qui est très aisé, étant donné le temps très bref nécessaire à celle-ci. D'autre part, on comparera l'absorption à celle d'écrans étalons. On encadre l'absorption due à l'échantillon entre celles dues à deux écrans étalons et on interpôle graphiquement pour trouver l'absorption vraie.

L'étalonnage des écrans a été une partie importante de notre travail. Nous avons utilisé, pour ce faire, une méthode employée pour l'étalonnage des boîtes de poids, ce qui permet d'avoir de nombreux recoupements et de comparer les divers écrans à un écran étalon initial. Nous avons pris, pour celui-ci, un écran d'aluminium extra pur, laminé avec précision (¹) et dont l'épaisseur, constante sur toute la surface soumise au rayonnement X à 0,5 μ près, avait été très soigneusement mesurée :

$$x = 0{,}04990 \text{ cm}.$$

Sa densité est

$$\rho = 2{,}700$$

(Ces deux mesures ont été faites au service des étalons du Laboratoire d'Essais). Nous avons pris, pour coefficient d'absorption de l'aluminium, le nombre donné par Allen,

$$\mu_{Al} = 49{,}0$$

pour la longueur d'onde caractéristique $K\alpha$ du cuivre ($\lambda = 1{,}54$ Å). Ceci donne donc, pour cet écran, une absorption

$$\mu\rho x = 6{,}6018.$$

Comme écrans secondaires, nous avons utilisé des écrans formés de plusieurs couches de cellophane d'environ 0,1 mm d'épaisseur. Nous avons constitué la série suivante :

(1_1), (1_2), (1_3), (2_0), (2_1), (2_2), (5_0), (5), (10_0), (10_1), (10_2), (20) et un écran que nous appelons A et qui contient 30 épaisseurs de cellophane. Nous définissons arbitrairement une cellophane comme 1/30ᵉ de cet écran, et nous affectons à chacun des écrans ci-dessus un nombre n représentant ainsi son épaisseur, ou mieux son absorption. Avec ces écrans, nous avons constitué les combinaisons indiquées au Tableau II où $\Sigma(10)$ représente les écrans

$$(5) + (2_1) + (2_2) + (1_1)$$

et $\Sigma(5)$ les écrans

$$(2_1) + (2_2) + (1_1).$$

Avant et après chacune des mesures correspondant à l'une de ces combinaisons d'écrans, nous avons repéré l'absorption de l'écran A et de la combinaison A + (1_3); par interpolation des positions N de la vis pour ces deux mesures et pour la mesure de la combinaison envisagée (*fig.* 18), nous avons déduit la valeur de n lui correspondant, qui est indiquée dans le Tableau II.

De ce système d'équations, on tire les valeurs de n correspondant à chaque écran indiquées au Tableau III.

(¹) Nous tenons à remercier ici la Compagnie des Compteurs qui a bien voulu laminer spécialement pour nous une série de plaquettes d'aluminium d'épaisseurs diverses.

Enfin, en comparant l'écran d'aluminium aux cellophanes, on a obtenu

$$\mu\rho x_{\mathrm{Al}} = 6,6018 = \mu\rho x(55,32) \text{ cellophane};$$

donc, l'absorption de 1 cellophane est

$$\mu p_{n=1} = 0,1195.$$

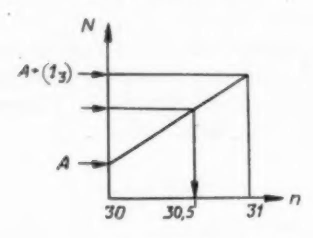


Fig. 18.

TABLEAU II.

ÉCRANS.	n.
$(20)+(10_1)$	30,50
$(20)+(10_2)$	30,64
$(20)+\Sigma(10)$	30,33
$(10_1)+(10_2)+\Sigma(10)$	30,36
$(10_0)+(10_2)+\Sigma(10)$	30,89
$(10_0)+(10_1)+\Sigma(10)$	30,81
$(10_0)+(10_1)+(10_2)$	31,11
$(10_0)+(20)$	31,08
$(20)+(5_0)+(5)$	30,72
$(20)+(5_0)+\Sigma(5)$	30,78
$(20)+(5)+\Sigma(5)$	30,35
$(20)+(5)+(2_0)+(1_1)+(1_2)+(1_3)$	30,52
$(20)+(5)+(2_0)+(2_1)+(1_3)$	30,57
$(20)+(5)+(2_0)+(2_2)+(1_3)$	30,46
$(20)+(5)+(2_0)+(2_2)+(1_2)$	30,47
$(20)+(5)+(2_0)+(2_1)+(1_2)$	30,56
$(20)+(5)+(2_0)+(2_1)+(1_1)$	30,56
$(20)+(5)+(2_0)+(2_2)+(1_1)$	30,44
$(20)+(5)+(2_0)+(1_1)+(1_2)+(1_3)$	30,51

TABLEAU III.

Écran.	n.	Écran.	n.
A	30	(2_1)	2,035
(20)	20,37	(2_2)	$1,92_7$
(10_1)	10,13	(1_1)	$0,98_2$
(10_2)	10,27	(1_2)	$0,99_8$
(5)	$4,95_0$	(1_3)	$0,99_8$

Pour les mesures, on évaluera les nombres (p) et ($p+1$) de cellophanes dont l'absorption encadre celle de l'échantillon examiné et l'on interpolera d'après les graduations de la vis micrométrique correspondant à ces deux valeurs; on aura ainsi le nombre n correspondant à l'échantillon et son absorption sera donnée par

$$\mu\rho x = n \times 0,1195.$$

Connaissant l'épaisseur et la densité, ou la masse par unité de surface de l'échantillon, on en déduira son coefficient d'absorption.

De même, s'il s'agit d'un corps dont on connaît le coefficient d'absorption, si ce corps est pur, on pourra déterminer son épaisseur ou si son épaisseur est connue, on pourra en vérifier la pureté et même doser le pourcentage de l'impureté, si sa nature est connue.

9. Exemple de mesure.

Nous allons matérialiser par un exemple concret, la méthode employée pour nos mesures : prenons le cas de la mesure du coefficient d'absorption du nitrobenzène (formule brute $C_6H_5NO_2$) pour la longueur d'onde $CuK\alpha$.

Nous avons pris comme récipient devant contenir le nitrobenzène, une cuve en acier inoxydable, d'épaisseur $x = 0,2895$ cm, fermée par deux lames de quartz mince. Une première série de mesures nous permet de déterminer l'absorption due aux fenêtres de la cuve.

Le Tableau IV donne les valeurs de (N), c'est-à-dire le repère porté sur la vis micrométrique de réglage de la chambre; (10) représente l'écran composé de 10 épaisseurs de cellophane auquel correspond un nombre $n = 10,13$ comme défini précédemment; (27), (28) représentent les combinaisons d'écrans dont les valeurs respectives sont : $n_1 = 27,35_5$ et $n_2 = 28,33$.

TABLEAU IV.

Absorbant.	N.
Cuve vide + (10)	20,45
(27)	19,42
(28)	21,42
Cuve vide + (10)	20,45

Pour faire une lecture de N, à l'aide de l'obturateur, on démasque le faisceau de rayons X pendant une fraction de seconde, et l'on repère le sens de la déviation du spot du galvanomètre, on tourne

la vis micrométrique dans le sens voulu jusqu'à ce que la déviation du spot soit nulle quand on fait passer les rayons X dans l'appareil. Ici, comme absorbant, on a adjoint à la cuve vide un écran de cellophane de façon que l'absorption totale soit dans les limites du rapport de sensibilité des deux chambres. On remplace ensuite cet absorbant par un autre, composé uniquement de cellophanes dont l'absorption soit légèrement inférieure, on repère N, puis on ajoute 1 cellophane et l'on repère à nouveau N.

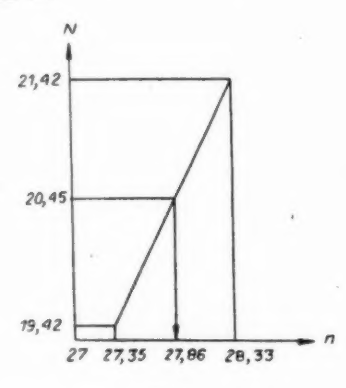


Fig. 19.

L'interpolation par le graphique (*fig.* 19) nous donne pour l'absorption due aux fenêtres de la cuve

$$n_0 = 27,86 - 10,13 = 17,73.$$

La deuxième série de mesures, avec la cuve pleine, nous a donné les résultats indiqués au Tableau V où, aux combinaisons d'écrans (35) et (36) correspondent respectivement $n_1 = 34{,}95$ et $n_2 = 35{,}93_2$; à l'absorption par le nitrobenzène correspond donc le nombre

$$n = 35,93 - n_0 = 18,20,$$

son absorption est donc

$$\mu\rho x = 18,20 \times 0,1195.$$

TABLEAU V.

Absorbant.	N.
Cuve pleine nitrobenzène......	30,33
(35)........................	29,43
(36)........................	30,34
Cuve pleine nitrobenzène......	30,33

La mesure a été faite à la température de 20,0°C; la densité de l'échantillon à cette température étant

$$\rho = 1,203,$$

et son épaisseur

$$x = 0,2895 \text{ cm},$$

on a

$$\mu = \frac{18,20 \times 0,1195}{1,203 \times 0,2895} = 6,24_5$$

Les coefficients d'absorption massiques que nous avons adoptés d'après nos mesures pour les éléments contenus dans le nitrobenzène étant

$$\mu_C = 4,28; \quad \mu_H = 0,70; \quad \mu_O = 11,25; \quad \mu_N = 7,10.$$

La loi d'additivité donne

$$\mu_{C_6H_5NO_2} = \frac{1}{123}[6 \times (4,28 \times 12) + 5 \times 0,7 + (14 \times 7,10) + 2(11,25 \times 16)] = 6,26_9.$$

L'erreur relative sur notre mesure est donc

$$\frac{\mu_{exp} - \mu_{th}}{\mu_{th}} = \frac{6,245 - 6,26_9}{6,26_9} = -0,0038, \quad \text{soit } 4\,‰.$$

CHAPITRE III.

APPLICATION A LA MESURE DES COEFFICIENTS D'ABSORPTION DES LIQUIDES.

Envisageant l'utilisation de notre appareil pour l'analyse des corps organiques, nous avons déterminé, par cette première série d'expériences, les coefficients d'absorption de l'hydrogène, du carbone, de l'azote et de l'oxygène, pour les longueurs d'onde $K\alpha$ du cuivre et du molybdène. Nous avons ensuite établi une méthode permettant la recherche des impuretés dans les corps organiques.

1. Mesures effectuées sur les hydrocarbures.

Ces mesures nous ont permis de déterminer les coefficients d'absorption massiques du carbone et de l'hydrogène.

Les hydrocarbures ont une formule chimique brute de la forme

$$(III.1) \qquad C_n H_p.$$

Si la loi d'additivité énoncée au Chapitre I est exacte, le coefficient d'absorption massique d'un hydrocarbure sera donné par la relation

$$(III.2) \qquad \mu_{C_nH_p} = \frac{1}{12n + p}[12n\mu_C + p\mu_H].$$

Mais on peut encore écrire la formule brute d'un hydrocarbure sous la forme

$$\text{(III.3)} \qquad n\left(\mathrm{CH}_{\frac{p}{n}}\right) = n(\mathrm{CH}_x), \qquad \text{en posant} \quad x = \frac{p}{n}.$$

La relation (III.2) s'écrit alors

$$\text{(III.4)} \qquad \mu_{n(\mathrm{CH})_x} = \mu_{\mathrm{CH}_x} = \frac{1}{12 + x}[12\mu_{\mathrm{C}} + x\mu_{\mathrm{H}}];$$

μ_{C} et μ_{H} étant des constantes, la courbe représentant les valeurs de μ_{CH_x} en fonction de x est une hyperbole.

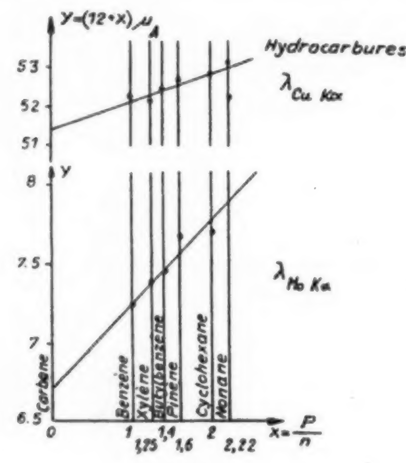


Fig. 20.

On peut remplacer cette courbe par une droite en prenant comme ordonnée

$$Y = (12 + x)\mu_{\mathrm{CH}_x}.$$

L'équation de cette droite est alors

$$\text{(III.5)} \qquad Y = 12\mu_{\mathrm{C}} + x\mu_{\mathrm{H}};$$

son ordonnée à l'origine nous donnera μ_{C} et sa pente μ_{H}.

Nous avons tracé les droites (*fig.* 20) donnant les écarts minima avec une série de valeurs expérimentales déterminées à partir de mesures sur des hydrocarbures d'une très grande pureté [1] pour les longueurs d'onde *CuKα* et *MoKα*.

Les valeurs des coefficients d'absorption massiques du carbone et de l'hydrogène déduites de ces droites sont données au Tableau VI.

TABLEAU VI.

λÅ.	μ_{H}.	μ_{C}.
1,54	0,69	4,28
0,71	0,53	0,56

Dans le Tableau VII, nous avons donné des valeurs expérimentales (μ_{exp}) du coefficient d'absorption, les valeurs (μ_{th}) calculées à l'aide de l'équation (III.2) et l'erreur relative $\Delta\text{‰}$ entre ces deux valeurs,

$$\text{(III.6)} \qquad \Delta\text{‰} = \frac{\mu_{\mathrm{exp}} - \mu_{\mathrm{th}}}{\mu_{\mathrm{th}}} \times 1000.$$

On voit que dans toutes ces mesures, sauf 2, l'erreur est inférieure à 4 ‰. L'erreur élevée dans la mesure sur le pinène provient d'une oxydation du produit entre les expériences faites avec les rayonnements *CuKα* et *MoKα*.

Nous remarquons d'après les valeurs du Tableau VI que le rapport des coefficients d'absorption massiques

(1) Nous remercions ici les Laboratoires de Chimie de l'*École Normale Supérieure* et de la *Sorbonne*, ainsi que la maison « *Rhône-Poulenc* » qui nous ont généreusement donné les échantillons qui nous étaient nécessaires pour toutes ces mesures sur les composés organiques.

TABLEAU VII.

Corps.	Formule brute.	x.	Cu Kα.			Mo Kα.		
			μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ‰.	μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ‰.
Benzène	C_6H_6	1,00	4,02	$4,00_5$	+4,0	$0,556_3$	$0,557_7$	−2,5
Xylène	C_8H_{10}	1,25	3,93	$3,94_1$	−2,8	$0,558_5$	$0,557_2$	+2,0
Butylbenzène	$C_{10}H_{14}$	1,40	3,90	$3,90_5$	−1,3	$0,556_0$	$0,556_9$	−1,6
Pinène	$C_{10}H_{16}$	1,60	3,87	$3,85_8$	+3,1	$0,563_3$	$0,556_5$	+12
Cyclohexane	C_6H_{12}	2,00	3,77	$3,76_7$	+0,8	$0,550_5$	$0,555_7$	−9,4
Nonane	C_9H_{20}	2,22	3,73	$3,71_9$	+3,0	$0,555_7$	$0,555_3$	+0,7

du carbone et de l'hydrogène varie considérablement avec la longueur d'onde employée.

Nous avons vu au Chapitre I [équation (I.9)] que le coefficient d'absorption massique μ peut être considéré comme étant la somme de deux coefficients τ et σ, le coefficient τ correspondant à l'absorption vraie et le coefficient σ à la diffusion. Ce dernier coefficient se décompose lui-même en

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \tag{III.7}$$

σ_1 et σ, correspondant respectivement à la diffusion cohérente et à la diffusion Compton. Or ces coefficients σ_1 et σ_2 peuvent se calculer d'après les formules

$$\sigma_1 = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \int_0^{\pi} \frac{1+\cos^2\Phi}{2} \sin\Phi \left(\sum f_n\right)^2 d\Phi, \tag{III.8}$$

$$\sigma_2 = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \int_0^{\pi} \frac{1+\cos^2\Phi}{2} \sin\Phi \left(Z - \sum f^2\right) \times \left(\frac{1}{1+\frac{0{,}0243}{\lambda}(1-\cos\Phi)}\right)^2 d\Phi. \tag{III.9}$$

et les tables données dans le livre de Compton et Allison, *X-rays in Theory and Experiment*.

TABLEAU VIII.

λ.	0,71 Å.				1,54 Å.			
	μ.	τ.	σ_1.	σ_2.	μ.	τ.	σ_1.	σ_2.
H %	0,53 100	0,173 33	0,010 2	0,347 65	0,69 100	0,323 47	0,033 5	0,334 48
C %	0,56 100	0,35$_5$ 63	0,062$_5$ 11	0,143 26	4,28 100	3,95$_7$ 93	0,187 4	0,136 3

Le coefficient τ se déduit par différence entre la valeur expérimentale de μ et la valeur théorique de $(\sigma_1 + \sigma_2)$

$$\tau = \mu - (\sigma_1 + \sigma_2). \tag{III.10}$$

Le Tableau VIII donne la valeur de ces coefficients et leur importance relative en pour 100 (μ étant pris égal à 100).

On voit que pour l'hydrogène, la partie du coefficient d'absorption correspondant à l'absorption vraie est faible par rapport à la partie relative à la diffusion, alors que pour le carbone, c'est l'absorption vraie qui est le facteur prépondérant.

2. Détermination de la formule brute d'un hydrocarbure.

On peut utiliser, à cet effet, les graphiques représentés figure 20, de la façon suivante.

Supposons que nous ayons mesuré le coefficient d'absorption massique μ_A d'un corps A ne contenant que du carbone et de l'hydrogène, nous traçons sur un papier-calque, à la même échelle que le graphique, la droite représentant $Y = (12 + x)\mu_A$ en fonction de x; en superposant ce calque au graphique, le point d'intersection des deux droites nous donnera la valeur de $x = \frac{p}{n}$ correspondant à la formule brute du corps $A : n(CH_x)$, avec une précision de l'ordre de quelques unités pour 100.

3. Mesures effectuées sur des composés oxygénés.

Ces mesures nous ont permis, d'une part, de vérifier les valeurs des coefficients μ_C et μ_H obtenus précédemment, d'autre part, de mesurer le coefficient d'absorption massique de l'oxygène.

La formule brute des composés ternaires contenant de l'hydrogène, du carbone et de l'oxygène peut s'écrire

$$q(C_n H_p O); \tag{III.11}$$

l'absorption étant indépendante du coefficient q, celui-ci n'intervient pas dans nos mesures. Le coefficient d'absorption massique du composé est donné par

$$\mu_{C_nH_pO} = \frac{1}{12n + p + 16}[12n\mu_C + p\mu_H + 16\mu_O]. \tag{III.12}$$

En posant

$$M = 12n + p + 16 \tag{III.13}$$

le coefficient d'absorption massique de l'oxygène sera déduit de la valeur expérimentale de μ par la formule

$$(\text{III}.14)\quad \mu_0 = \frac{1}{16}\left[M\mu_{C_nH_pO} - (12\,n\,\mu_C + p\,\mu_H)\right].$$

En prenant la moyenne des résultats donnés par toutes nos mesures, on obtient pour coefficient de l'oxygène, les valeurs indiquées Tableau IX.

Tableau IX.

λ Å......	0,71	1,54
μ_0......	1,22	11,25

Fig. 21.

Nous avons consigné sur le Tableau X les valeurs expérimentales des coefficients d'absorption massiques de corps extrêmement purs et l'erreur entre ces valeurs expérimentales et les valeurs théoriques obtenues en appliquant la loi d'additivité avec les coefficients donnés aux Tableaux VI et IX. On voit que les plus grands écarts entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales sont de 4 ‰.

4. Application à la détermination de la formule brute C_nH_pO d'un composé ternaire.

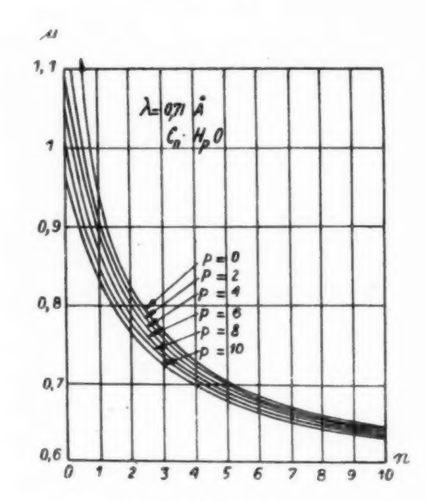


Fig. 22.

Avec les données des Tableaux VI et IX, nous avons construit deux abaques (*fig.* 21 et 22) donnant la valeur de μ en fonction de n pour différentes valeurs du paramètre p, l'un pour la longueur d'onde 1,54 Å, l'autre pour la longueur d'onde 0,71 Å.

Ces abaques représentent graphiquement la formule (III.12) que l'on peut écrire

$$(\text{III}.15)\quad 12(\mu - \mu_C)n + (\mu - \mu_H)p = 16(\mu_0 - \mu),$$

Tableau X.

Corps.	Formule brute.	Cu Kα.			Mo Kα.		
		$\mu_{exp.}$	$\mu_{th.}$	Δ ‰.	$\mu_{exp.}$	$\mu_{th.}$	Δ ‰.
Éther anhydre........	$C_4H_{10}O$	$5,30_8$	$5,30_2$	+1	$0,698_6$	0,699	0
Alcool méthylique.....	CH_4O	$7,32_6$	$7,31_6$	+1,5	$0,889_4$	0,886	+4
Furfurol..............	$C_5H_4O_2$	$6,46_2$	$6,45_5$	+1,5	–	0,779	–
Diéthylcétone.........	$C_5H_{10}O$	$5,14_0$	$5,15_9$	−4	–	0,679	–
Alcool butylique *n*.....	$C_4H_{10}O$	$5,31_8$	$5,30_2$	+3	$0,699_4$	0,699	0
Acétone...............	C_3H_6O	$5,85_7$	$5,83_1$	+4	$0,735_9$	0,739	−3
Méthyléthylcétone.....	C_4H_8O	$5,44_0$	$5,43_0$	+2	$0,706_6$	0,703	+4

en appelant μ le coefficient d'absorption massique du composé de formule brute (C_nH_pO).

Si nous avons expérimentalement deux valeurs μ_1 et μ_2 du coefficient d'absorption pour des longueurs d'onde λ_1 et λ_2, nous aurons un système de deux équations comme (III.15) à deux inconnues n et p, de la forme

$$\text{(III.16)} \qquad \begin{cases} A_1 n + B_1 p = C_1, \\ A_2 n + B_2 p = C_2, \end{cases}$$

où

$$A = 12(\mu - \mu_C), \qquad B = (\mu - \mu_H), \qquad C = 16(\mu_0 - \mu)$$

qui nous permettra de déterminer n et p et d'obtenir ainsi la formule brute cherchée.

Les solutions sont données par

$$n = \frac{1}{\Delta}(C_1 B_2 - B_1 C_2), \qquad p = \frac{1}{\Delta}(A_1 C_2 - C_1 A_2)$$

où

$$\Delta = (A_1 B_2 - A_2 B_1).$$

Prenons un exemple concret, les mesures que nous avons faites pour l'acétone et cherchons la formule brute par cette méthode. Nous avons

$$\begin{aligned} \lambda_1 = 1{,}54\ \text{Å}, \qquad & A_1 = 12(5{,}85_7 - 4{,}28) = 18{,}92_4, \\ & B_1 = \ \ (5{,}85_7 - 0{,}69) = 5{,}16_7, \\ & C_1 = 16(11{,}25 - 5{,}85_7) = 86{,}28_8; \\ \lambda_2 = 0{,}71\ \text{Å}, \qquad & A_2 = 12(0{,}736 - 0{,}56) = 2{,}11_2, \\ & B_2 = \ \ (0{,}736 - 0{,}53) = 0{,}20_6, \\ & C_2 = 16(1{,}22 - 0{,}736) = 7{,}74_4; \\ & \Delta = -7{,}0144, \end{aligned}$$

d'où

$$n = \frac{22{,}24}{7{,}01} = 3{,}2, \qquad p = \frac{35{,}69}{7{,}01} = 5{,}1.$$

A l'aide des abaques, on obtient ces résultats sans calculs, en procédant de la façon suivante : on superpose à l'un des abaques une feuille de papier-calque sur laquelle on prend comme coordonnées n et p, l'échelle des n étant la même que celle de l'abaque, l'échelle des p quelconque, on a ainsi une droite représentant une des équations (III.16); reportant ensuite le calque sur l'autre abaque, on obtient une deuxième droite, l'intersection de ces deux droites donne les valeurs de n et p cherchées (*fig.* 23).

On voit que si cette méthode nous donne la valeur de n avec une assez bonne précision, il n'en est pas de même pour la valeur de p; en effet, l'absorption par l'hydrogène et sa masse étant très faibles, la précision de la mesure n'est pas grande.

Toutefois, cette méthode permet de contrôler les résultats obtenus par d'autres procédés ou de vérifier le degré de pureté d'un corps connu, car l'impureté a, en général, un coefficient d'absorption très différent de celui de la substance étudiée, et est ainsi très facilement décelable par cette méthode.

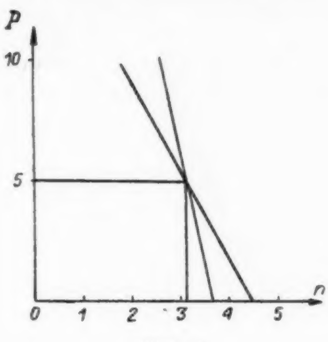


Fig. 23.

A titre d'exemple, prenons le cas du dosage de la phénylméthyldicétone

$$C_6H_5{-}CO{-}CO{-}CH_3 \ = \ C_9H_8O_2$$

considérée comme impureté dans le benzylméthylcétone

$$C_6H_5CH_2{-}CO{-}CH_3 \ = \ C_9H_{10}O.$$

les coefficients d'absorption massiques sont :

$$\mu_{C_9H_8O_2} = 5{,}59_3, \qquad \mu_{C_9H_{10}O} = 4{,}84_5$$

calculés d'après les valeurs obtenues précédemment pour μ_C, μ_H et μ_0.

Le coefficient d'absorption massique du mélange contenant 1 % de l'impureté sera

$$\mu = \frac{99 \times 4{,}84_5 + 5{,}59_3}{100} = 4{,}85_2,$$

on voit que la méthode permet de déceler facilement cette impureté à 2 % près.

5. **Mesures sur les composés azotés.**

Des mesures sur divers composés organiques liquides contenant de l'azote, nous ont permis de déterminer la valeur du coefficient d'absorption massique de l'azote pour les longueurs d'onde 0,71 et 1,54 Å. Les valeurs moyennes obtenues sont données au Tableau XI.

TABLEAU XI.

λ Å......	0,71	1,54
μ_N......	0,89	7,10

TABLEAU XII.

Corps.	Formule brute.	Cu Kα.			Mo K α.		
		μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ ‰.	μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ ‰.
Pyridine	C_5H_5N	$4,56_0$	$4,55_2$	+2	$0,62_0$	$0,61_7$	+5
Aniline	C_6H_7N	$4,43_1$	$4,43_4$	−1	$0,60_4$	$0,60_6$	−3
Dibenzylamine	$C_{14}H_{15}N$	$4,19_8$	$4,20_7$	−2	$0,58_0$	$0,58_2$	−1
Nitrobenzène	$C_6H_5NO_2$	$6,24_5$	$6,26_8$	−4	$0,76_8$	$0,76_8$	0

6. Mesures sur l'eau.

D'après la loi d'additivité, on devrait avoir

$$\mu_{H_2O} = \frac{1}{18}(2\mu_H + 16\mu_O),$$

ce qui, avec les coefficients trouvés précédemment, nous donnerait les μ_{th} indiqués au Tableau XIII. Nous avons reporté sur le même tableau les valeurs expérimentales obtenues avec les deux longueurs d'onde 0,71 et 1,54 Å. On voit que, dans les deux cas, la valeur expérimentale est plus faible que la valeur théorique, la différence étant, dans les deux cas, de 1 %, donc nettement plus grande que les erreurs expérimentales que nous avons rencontrées jusqu'ici.

TABLEAU XIII.

	0,71 Å.			1,54 Å.		
	μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ ‰.	μ_{exp}.	μ_{th}.	Δ ‰.
H_2O	1,13	1,14	−11	9,98	10,08	−10

L'hypothèse d'une impureté dans l'eau employée est à rejeter, car nous avons fait des expériences répétées avec différentes eaux et qui ont toutes donné des résultats concordants.

D'ailleurs, la présence de sels dissous dans l'eau donnerait un coefficient d'absorption plus élevé et non plus faible que le coefficient théorique, et, d'autre part, il ne pouvait y avoir de gaz, puisque nous utilisions de l'eau bi-distillée bouillie.

7. Mesures sur des solutions aqueuses d'alcool éthylique.

Pour nous rendre compte si la différence signalée plus haut existait réellement, ou bien était due à une erreur expérimentale dont la cause nous avait échappé, nous avons fait une série de mesures sur diverses solutions aqueuses d'alcool éthylique de titre connu, avec le rayonnement de longueur d'onde 1,54 Å.

Les résultats de ces mesures sont représentés Tableau XIV où P est le pourcentage en poids d'alcool dans le mélange et μ la valeur expérimentale trouvée pour le coefficient d'absorption. La courbe (*fig.* 24) représente graphiquement ces résultats, elle montre que la droite moyenne de toutes les mesures ne passe pas par le point théorique $\mu_{H_2O} = 10,08$; par contre, elle passe bien par la valeur théorique calculée pour l'alcool éthylique absolu (6,24).

Voyons si l'on peut expliquer ce phénomène par l'ionisation des atomes dans la molécule d'eau. Nous avons vu, page 34, que l'on pouvait seulement calculer les coefficients σ_1 et σ_2 correspondant à la diffusion. Si l'on suppose que le coefficient τ correspondant à l'absorption vraie n'est pas affecté par l'ionisation (sauf dans le cas de l'ion hydrogène H^+

TABLEAU XIV.

P	73,12	63,38	57,40	45,76	36,95	31,47	23,67	19,18	0
μ	$7,24_3$	$7,54_3$	$7,83_2$	$8,26_9$	$8,62_4$	$8,75_1$	$9,05_2$	$9,23_5$	$9,98_0$

où l'absence d'électron le rend nul), on trouve une différence très faible entre μ_{H_2O} et $\mu_{2H^+ + O^{--}}$, de l'ordre de 2 ‰ qui ne peut expliquer la différence trouvée. Toutefois, le manque de précision de ces calculs ne nous permet pas de conclure au sujet de cette anomalie.

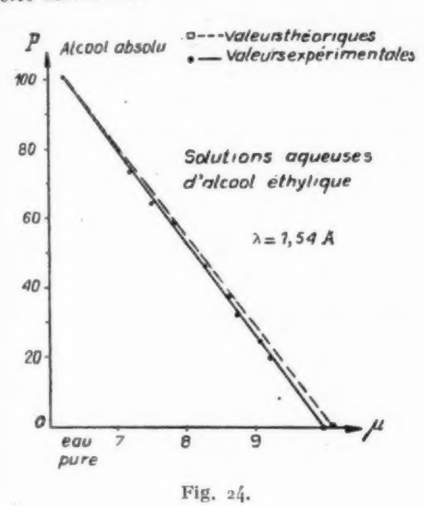


Fig. 24.

8. Le Tableau XV représente les valeurs des coefficients d'absorption massiques pour l'hydrogène, le carbone, l'azote et l'oxygène donnés par :

Allen (colonne A).
Bragg (colonne B).
Obtenus par nous (colonne C).

Tableau XV.

	0,71 Å.			1,54 Å.		
	A.	B.	C.	A.	B.	C.
H....	0,435	–	0,53	0,48	–	0,69
C....	0,605	0,70	0,56	4,52	5,50	4,28
N....	0,870	1,10	0,89	7,40	8,51	7,10
O....	1,22	1,50	1,22	11,16	12,7	11,25

CHAPITRE IV.

Applications diverses.

A. Mesure des coefficients d'absorption des solides.

Contrairement à ce qui a lieu dans les mesures sur les liquides, la principale difficulté rencontrée dans les mesures sur les solides est la mesure de l'épaisseur. En effet, il faut utiliser des lames très minces à cause de la grande valeur de l'absorption, on a donc une erreur relative très grande sur la mesure de l'épaisseur.

1. *Carbone.* — Nous avons essayé d'obtenir le coefficient d'absorption massique du carbone, en prenant comme échantillon du charbon de sucre, en poudre finement pulvérisée puis agglomérée, nous n'avons pas obtenu d'échantillon suffisamment homogène pour pouvoir faire des mesures précises.

2. *Lames minces d'alliages.* — On peut appliquer la méthode à la mesure de la composition d'une lame mince d'épaisseur connue d'un alliage binaire.

Nous avons fait des mesures sur un alliage aluminium-fer (la proportion de fer dans l'aluminium étant de l'ordre de 1 %) en cinq points différents d'une feuille laminée de cet alliage.

Si x est l'épaisseur de la lame au point où l'on fait la mesure p_{Al} et p_{Fe} les poids d'aluminium et de fer par unité de surface, on a la relation

$$\frac{p_{Al}}{\rho_{Al}} + \frac{p_{Fe}}{\rho_{Fe}} = x, \qquad \text{(IV.1)}$$

où ρ_{Al} et ρ_{Fe} sont respectivement les densités de l'aluminium et du fer; cette hypothèse n'est valable qu'en première approximation, puisqu'elle suppose qu'il n'y a pas contraction. Comme

$$\rho_{Al} = 2,70 \quad \text{et} \quad \rho_{Fe} = 7,88,$$

la relation (IV.1) peut s'écrire

$$p_{Al} = 2,70\left(x - \frac{p_{Fe}}{7,88}\right) = 2,70x - 0,342_5 p_{Fe}. \qquad \text{(IV.2)}$$

Les coefficients d'absorption massiques de l'aluminium et du fer pour la longueur d'onde 1,54 Å étant respectivement

$$\mu_{Al} = 49,0 \quad \text{et} \quad \mu_{Fe} = 328;$$

(d'après Allen)

l'absorption en un point sera

$$\mu\rho x = \mu_{Al} p_{Al} + \mu_{Fe} p_{Fe}; \qquad \text{(IV.3)}$$

les équations (IV.2) et (IV.3) donnent

$$p_{Fe} = \frac{\mu x \rho - 132,3x}{311,33}; \qquad \text{(IV.4)}$$

$\mu\rho x$ est déterminé expérimentalement (mesure de l'absorption) ainsi que x (mesure de l'épaisseur au point considéré avec un micromètre *Solex*).

Nous avons reporté au Tableau XVI les proportions en poids de fer dans l'alliage étudié, calculées par la méthode que nous venons d'indiquer. On voit toute l'importance de ces mesures qui permettent l'étude du phénomène de ségrégation dans les alliages binaires.

TABLEAU XVI.

Point examiné.	1.	2.	3.	4	5.
Épais. x cm	0,0172	0,0168	0,0168	0,0170	0,0172
$\mu\rho x$	2,464	2,347	2,388	2,408	2,459
Poids en g de Fe dans 100 g d'alliage	1,31	0,87	1,17	1,11	1,23

3. *Comparaison d'une lame d'aluminium laminé et d'une lame d'aluminium coulé.* — Les mesures faites sur une lame à faces parallèles d'aluminium extra pur d'épaisseur constante donnent une absorption qui ne varie pas quand on déplace l'échantillon.

Au contraire, une lame d'aluminium extra-pur coulé dont les faces avaient été rectifiées pour qu'elles soient bien parallèles nous a donné une absorption différente suivant le point où l'on fait la mesure.

De la mesure de l'absorption $A = \mu\rho x$ nous avons déduit la densité locale $\rho_0 = \frac{A}{\mu x}$ ou encore l'épaisseur réelle d'aluminium en ce point $x_0 = \frac{A}{\mu\rho}$, la différence entre l'épaisseur apparente mesurée au micromètre Solex et cette épaisseur réelle représente la place occupée dans le lingot par des micro-soufflures provenant de la porosité due à la coulée.

Les résultats sont représentés par le graphique (*fig.* 25) où la droite en pointillé représente l'épaisseur

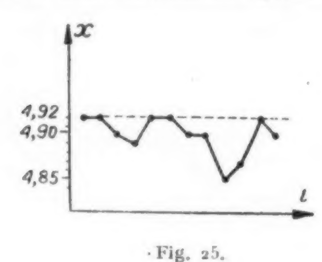


Fig. 25.

apparente mesurée et la courbe en trait plein l'épaisseur déduite des mesures d'absorption, c'est-à-dire celle sur laquelle on peut réellement compter pour le calcul des efforts que pourrait subir une telle pièce.

Pour les mesures des coefficients d'absorption, il faut connaître avec précision (de l'ordre de 1 ‰) le poids par unité de surface; alors qu'avec les liquides cette condition est parfaitement réalisée, puisqu'on peut mesurer d'une façon très précise l'épaisseur de la cuve et la densité du liquide à la température à laquelle on fait la mesure; pour les solides ayant un coefficient d'absorption élevé, il est difficile d'obtenir cette précision sur la mesure de l'épaisseur d'une lame mince. On peut tourner cette difficulté si l'on a affaire à un corps homogène d'épaisseur constante (ce qu'on vérifie en déplaçant l'échantillon dans le faisceau) en mesurant les dimensions latérales de l'échantillon et en le pesant, mesures qui pourront être faites avec la précision requise.

B. Mesure des épaisseurs.

La mesure donne la valeur du produit $\mu\rho x$; si donc on a affaire à un corps homogène dont le coefficient d'absorption et la densité sont connus, on peut déduire de la mesure la valeur de l'épaisseur x en un point. On arrive par cette méthode à une très grande sensibilité. Ainsi, pour une bande d'aluminium extra-pur laminé de 0,25 mm d'épaisseur, une variation d'épaisseur de 1 μ se traduit par un déplacement du spot du galvanomètre de 4 cm. On peut donc apprécier facilement, dans ce cas, 1/10e de micron, les mesures sont aussi précises qu'avec un micromètre pneumatique Solex.

D'autre part, les avantages de cette méthode sont les suivants :

1° La surface explorée est petite, de l'ordre de 2 × 0,2 mm grâce au fait que l'échantillon est placé très près du point de focalisation des rayons X. Ceci représente une surface bien plus faible que celle des palpeurs généralement utilisés dans les machines à mesurer;

2° Dans le cas d'une mesure mécanique, la pression exercée par la machine peut, dans le cas de matières très tendres, influer sur la valeur trouvée pour l'épaisseur. Ce n'est pas le cas ici, puisqu'on n'exerce aucune pression sur l'échantillon;

3° On peut envisager une mesure continue en faisant déplacer le ruban d'un mouvement uniforme entre les deux chambres et en recevant le spot du galvanomètre sur un tambour enregistreur dont le mouvement est lié à celui de l'échantillon. On aura ainsi une courbe continue des variations d'épaisseur du ruban.

Cette méthode peut également s'appliquer à la détermination de l'épaisseur d'un dépôt de nature

connue sur une plaque de verre ou sur tout support peu absorbant, et dont l'absorption aura été mesurée au préalable. C'est le cas par exemple, de la dorure, de l'argenture ou de l'aluminure.

Ces mesures peuvent servir aussi au contrôle de l'épaisseur des échantillons destinés à des examens radiocristallographiques.

En effet, on sait que l'épaisseur optimum d'un échantillon devant servir à l'obtention d'un diagramme de rayons X par transmission est donnée par la formule

$$x = \frac{1}{\mu\rho}, \tag{IV.5}$$

qui correspond au maximum de la fonction

$$y = \mu\rho x\, e^{-\mu\rho x}, \tag{IV.6}$$

qui a lieu pour

$$\mu\rho x = 1.$$

Dans ce cas, l'intensité transmise est $\frac{I_0}{e}$, soit environ 1/3 du rayonnement incident. Il suffit de mesurer l'absorption par l'échantillon pour la longueur d'onde que l'on utilisera pour l'examen radiocristallographique.

C. Mesure des noircissements photographiques

La méthode peut également s'appliquer à la mesure du noircissement photographique d'une pellicule; elle présente l'avantage sur les méthodes généralement employées de procéder par mesure directe du poids d'argent qui se trouve en un point du film. Ainsi, dans les noirs, là où la mesure photométrique habituelle est absolument dépourvue de sensibilité, les mesures d'absorption sont encore très sensibles, jusqu'au moment où tout l'argent présent dans le film a été réduit.

Si μp_0 représente l'absorption par le film développé sans avoir été exposé à la lumière (c'est-à-dire le blanc du film) et μp l'absorption au point considéré, le poids d'argent réduit, rapporté à l'unité de surface, en ce point, sera donné par la formule

$$p_{Ag} = \frac{\mu p - \mu p_0}{\mu_{Ag}}, \tag{IV.7}$$

μ_{Ag} étant le coefficient d'absorption massique de l'argent pour la longueur d'onde utilisée dans l'expérience.

Nous avons fait des mesures avec du film « Cristallix », en utilisant la longueur d'onde 1,54 Å, l'absorption par le film développé sans avoir été exposé, a donné

$$\mu p_0 = 0,253,$$

d'autre part,

$$\mu_{Ag} = 217 \quad \text{(d'après Allen).}$$

TABLEAU XVII.

	A.	B.	C.	D.	E.
μp.........	0,308	0,351	0,388	0,530	0,665
p_{Ag} mg/cm²..	0,254	0,452	0,622	1,28	1,90
δ............	$0,8_0$	$1,5_5$	2,48	non mesurables	

Les résultats sont indiqués au Tableau XVII et reportés graphiquement figure 26 où δ est la

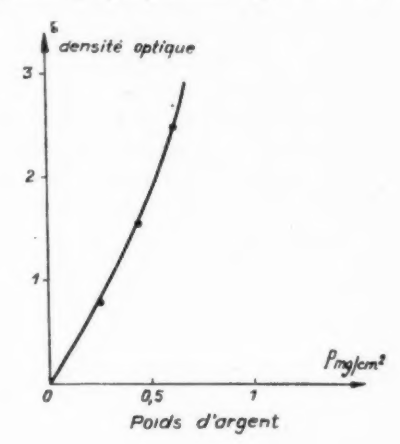


Fig. 26.

densité optique mesurée au microphotomètre $\left(\delta = \log_{10} \frac{x_0}{x}\right.$ où x_0 est la déviation du spot pour le blanc et x la déviation pour la plage mesurée$\left.\right)$.

Ces clichés, dont les deux derniers (D et E) ont déjà des noirs assez intenses pour n'être pas mesurables au microphotomètre, sont cependant loin de contenir tout l'argent qui existait sous forme de bromure d'argent avant l'exposition; en effet, une mesure avec un film non développé nous a donné les résultats suivants :

— Film cristallix non développé $\mu p = 1,328$;

— Film cristallix développé non exposé $\mu p_0 = 0,243$.

(Ces deux films avaient été découpés dans la même feuille). L'absorption due au bromure d'argent pour la longueur d'onde 1,54 Å est donc

$$\mu p_{BrAg} = 1,328 - 0,243 = 1,07_5.$$

Comme le coefficient d'absorption massique du bromure d'argent est dans ce cas

$$\mu_{BrAg} = \frac{1}{187,8}(79,9 \times 89 + 107,9 \times 217) = 162,5;$$

(d'après Allen)

le poids de bromure d'argent présent dans l'émulsion par unité de surface est

$$p_{BrAg} = 6,62 \text{ mg/cm}^2.$$

Comme 187,8 g de BrAg correspondent à un poids de 107,9 g d'argent, le poids d'argent présent par unité de surface avant développement est

$$p_{Ag} = 3,80 \text{ mg/cm}^2.$$

On voit que la méthode photométrique, dont la sensibilité décroît quand le noircissement augmente ne permet de mesurer celui-ci que jusqu'à une proportion d'argent de 1 mg/cm², soit environ le quart de l'argent total contenu dans le film.

Notre méthode permet, au contraire, de mesurer jusqu'au noircissement total correspondant à la réduction de tout l'argent contenu dans le film. L'appareil peut donc être utilisé en microphotomètre en liant le mouvement du film à celui d'un tambour enregistrant les déplacements du spot du galvanomètre.

CONCLUSION.

Nous avons réalisé et mis au point un appareil commode, permettant de faire rapidement des mesures de coefficients d'absorption de rayons X, et nous avons montré quelques applications pratiques dans des domaines variés de la physique et de la chimie.

Cet appareil est facile à réaliser, les mesures ne sont ni longues, ni difficiles.

Nous avons vérifié expérimentalement pour des composés organiques que la loi habituellement admise d'additivité des coefficients d'absorption est vérifiée; toutefois, nous avons trouvé une anomalie dans le cas de l'eau où l'absorption n'est pas la somme de celle de l'hydrogène et de l'oxygène.

Les résultats que nous avons relatés ici montrent tout l'intérêt des mesures précises d'absorption et le domaine très varié de ses applications.

Nous croyons que cet appreil sera susceptible de rendre de nombreux services, aussi bien dans un laboratoire de recherches que dans un laboratoire industriel.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Compton et Allison, *X rays in theory and experiment* (*Appendice IX*, p. 799 sqq., Mac Millan, London 1935).
2. Sir W.-H. Bragg et W.-L. Bragg, *The crystalline state* (vol. 1, p. 325-327, G. Bell et Sons, London 1933).
3. A. Guinier, *La diffraction des rayons X aux très petits angles : application à l'étude de phénomènes ultramicroscopiques* (*Annales de Physique*, 11e série, t. 12, septembre 1939, p. 161-237).
4. J.-H. Williams, *Phys. Rev.*, 44 146, 1933 (cité dans Compton, *op. cit.*, p. 520).
5. Compton et Allison, *Op. cit.*, p. 38 (d'après Ulrey).
6. A. Guinier, *Op. cit.*, p. 163-166.
7. H. G. J. Moseley et G. G. Darwin, *Phil. Mag.*, 26, 1913, p. 211.
8. Y. H. Woo, *Proc. Nat. Acad. Sc. U. S. A.*, 10, 1924, p. 145.
9. A. Guinier, *La Radiocristallographie*, p. 136 à 141 (Dunod, Paris 1945).
10. B. Vodar et Mlle L. Divan, *Société française de Physique*, 18, 1942, p. 12.
11. J. Gillod, *C. R. Acad. Sc.*, t. 208, 3 avril 1939, p. 1080.

L'ÉVOLUTION DE LA TECHNIQUE DES CÉRAMIQUES DANS LES LABORATOIRES DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (C. S. F.). PROCÉDÉS C. S. F. POUR LA PRÉPARATION DES CÉRAMIQUES DE HAUTE PRÉCISION (*suite*).

Par Frédéric VIOLET,

Chef du Laboratoire de Recherches Physico-Chimiques
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil,

et René LECUIR,

Ingénieur au Laboratoire de Recherches Physico-Chimiques
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

Sommaire. — *Dans les deux articles qui ont précédé celui-ci, nous avons essayé d'interpréter scientifiquement les diverses phases d'un traitement céramique complet.*

Des exemples sont donnés pour des applications pratiques.

MÉTHODES PRATIQUES DE FABRICATION EN SÉRIE.

Nous nous sommes efforcés jusqu'ici (*cf.* nos 2 et 3 du tome 1 des *Annales de Radioélectricité*) de dégager le sens physique des diverses opérations d'un traitement céramique; pour interpréter correctement les phénomènes, nous avons été amenés à expérimenter et nos expériences ont suggéré des possibilités nouvelles. Ces possibilités ont été à leur tour systématiquement développées par d'autres recherches qui ont abouti à la création de méthodes céramiques suffisamment précises et pratiques pour permettre l'utilisation industrielle.

Nous ne reviendrons sur ces études générales que pour résumer leurs conclusions :

— L'agglomérant sera un solide à bas point de fusion et faible tension superficielle à l'état liquide;

— Le mélange de l'agglomérant à la poudre de base se fera à sec, entre solides;

— Le mouillage de la poudre par l'agglomérant aura lieu à chaud dans un mélangeur spécial;

— La mise en forme se fera par simple compression à froid ou à chaud suivant le degré de complication des pièces à réaliser;

— La cuisson aura lieu sans séchage dans un four parfaitement isotherme, suivant un cycle imposé à l'avance;

— Les matières premières minérales seront stabilisées par une cristallisation définie quant à la nature et à la finesse moyenne des cristaux;

— Elles seront ensuite rebroyées jusqu'à une grosseur de grains définie et éventuellement mélangées par un procédé quelconque sous réserve d'être parfaitement sèches en fin d'opération.

Nous avons développé, avec la Stéatite Industrielle, conformément à ces principes la fabrication en petite série de trois types de pièces : des plaquettes entretoises en pâte à base de magnésie destinées à supporter le montage interne de lampes de T. S. F., des condensateurs du type « assiette » de 1800 pF en pâte à base d'oxyde de titane et des condensateurs du type plan de 30 pF en pâte à base de titanate de magnésie.

A. Plaquettes de lampes.

Il s'agit de plaquettes de lampes destinées à répondre à des exigences très sévères (tubes d'émission).

Ces plaquettes supportant les électrodes comme le montre la figure 1 devront être identiques avec

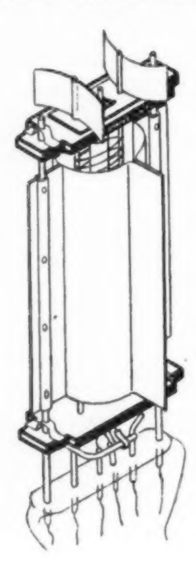


Fig. 1.

une très grande précision, sans quoi le montage ne serait possible que moyennant une déformation des électrodes et les caractéristiques de la lampe seraient perturbées. En fait, les différences ne devront pas excéder $\pm$ 0,25 %, exigence valable aussi pour l'épaisseur, car celle-ci influe sur la capacité calorifique de la plaquette et par conséquent sur la température des électrodes qu'elle supporte.

Elles devront être parfaitement isolantes et en particulier avoir, sous vide, un angle de pertes en H. F. très réduit et une constante diélectrique pas trop grande pour éviter les courants de fuite entre électrodes.

Les plaquettes devront avoir aussi une bonne résistance au choc thermique pour résister aux variations brutales de température imposées par le régime de la lampe.

Elles devront encore se laisser travailler à l'outil afin de permettre le montage même dans le cas où les tiges-supports d'électrodes devant s'engager dans leurs trous n'ont pas été parfaitement ébarbées après coupe. L'ouvrière doit alors pouvoir faire un petit réalésage, soit avec un foret, soit avec la pièce elle-même.

Enfin les plaquettes devront offrir une surface aussi peu favorable que possible à la naissance du phénomène de « conduction » (dans le cas des plaquettes trop lisses, on est obligé de recourir à un badigeonnage de lait de magnésie pour éviter que les ions précipités sur elles pendant le pompage de la lampe forment des chaînes suffisamment continues pour permettre le passage de courants de fuite superficiels entre électrodes).

C'est la recherche de cette dernière qualité qui nous a suggéré notre matière de base : le badigeonnage par un lait de magnésie empêchant la conduction, il semblait probable que des plaquettes tout entières en magnésie fussent auto-protégées contre le défaut, à condition de leur donner une structure superficielle convenable; on devrait sans doute rechercher une certaine rugosité, par exemple en arrêtant la cuisson avant compacité totale de la masse.

Du même coup les excellentes propriétés électriques sont faciles à assurer : à condition de faire cristalliser la magnésie sous sa forme stable, le périclase, l'angle de pertes est très faible, et, pour des pièces destinées à travailler sous vide, une certaine porosité n'a pas d'inconvénients, enfin la constante diélectrique est très modérée.

La résistance au choc thermique est favorisée par la finesse de la cristallisation, un feutrage de fins cristaux résistant mieux qu'un assemblage de grosses unités; or nous savons obtenir la cristallisation en périclase sous une forme remarquablement fine. D'autre part une structure spongieuse donnant beaucoup d'élasticité à la masse est éminemment favorable et nous retombons sur la condition de cuire modérément.

Pour que la substance soit travaillable à l'outil, il faut que chaque grain élémentaire soit lié à ses voisins, mais par des surfaces pas trop grandes, ce qui suppose encore une cuisson pas trop poussée.

La constance du retrait enfin dépend en premier lieu des conditions de cuisson. Or on sait que nos procédés sont caractérisés par le fait qu'aucun constituant n'est jamais porté à son point de fusion; le retrait est donc une fonction constamment croissante de la température tout le long du traitement; les courbes sont d'ailleurs d'autant plus inclinées que les vitesses de chauffe sont plus faibles, jusqu'à une certaine vitesse critique au-dessous de laquelle l'inclinaison ne change plus, l'équilibre étant alors atteint pour chaque température.

On voit que, pour obtenir la constance du retrait, il suffirait d'arrêter la cuisson à une température toujours la même, sous réserve que la vitesse de chauffe ait été inférieure ou égale à la vitesse

critique. Mais en pratique, cette vitesse étant faible, les cuissons dureraient trop longtemps. On tourne la difficulté en adoptant une vitesse plus grande et en rejoignant l'équilibre par un palier à la température qu'on s'est fixée pour la cuisson; la durée nécessaire pour atteindre l'équilibre se trouve ainsi substantiellement réduite. Quant à la vitesse de refroidissement, elle doit seulement être assez modérée pour permettre le jeu normal de la contraction sans dommage pour les pièces; en la choisissant symétrique de la vitesse de chauffe, on se met à l'abri de tout risque et l'on peut même, quand le refroidissement est suffisamment amorcé, l'accélérer en coupant tout chauffage.

Pour obtenir un retrait constant, on pourra donc cuire à telle température que l'on voudra, à condition de l'atteindre à une vitesse donnée, et d'y rester un temps suffisant, bien défini.

Mais la constance du retrait dépend encore de la pression d'agglomération : toutes choses égales d'ailleurs, le retrait est d'autant plus grand que cette pression est elle-même plus grande et les différences de retrait pour une même différence de pression sont d'autant plus faibles que les pressions sont plus grandes; on devra donc travailler à pression bien définie et aussi forte que possible.

La constance du retrait dépend enfin de celle de toutes les opérations du traitement; on devra donc définir chacune avec rigueur et en codifier la succession sous forme de normes opératoires dont on assurera l'application scrupuleuse.

C'est cette observation scrupuleuse des conditions de frabrication qui permet d'obtenir des plaquettes pressées en magnésie pure (99%) satisfaisant aux conditions requises.

B. Condensateurs assiettes de 1800 pfd.

Le volume de ces condensateurs de très grande capacité doit être extrêmement réduit (*fig.* 2), ce qui impose une constante diélectrique de la pâte aussi élevée que possible.

Ils doivent en outre supporter l'application de puissances H. F. considérables sans s'échauffer notablement; l'angle de pertes en H. F. devra donc être très faible.

Leur résistance d'isolement doit être très élevée, condition pratiquement satisfaite en même temps que la précédente.

Toutes les qualités exigées ci-dessus doivent se conserver dans le temps, le condensateur travaillant dans l'air et même à l'humidité, ce qui n'est possible que si la pâte est parfaitement étanche.

Enfin, les cotes géométriques doivent être constantes, mais avec des tolérances beaucoup plus larges que dans le cas des plaquettes de lampes; ici $\pm$ 1 % suffisent.

La grande valeur de la constante diélectrique impose l'emploi du rutile, seule espèce cristalline alliant à cette propriété celle de présenter des pertes H. F. très réduites moyennant l'adjonction de petites quantités d'additifs.

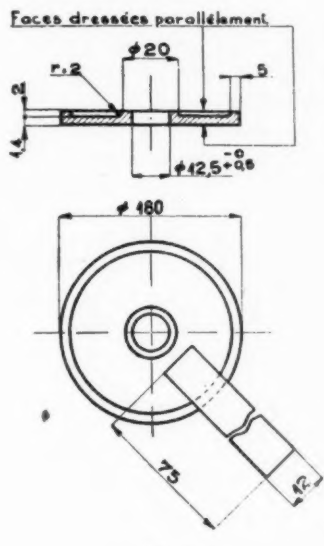


Fig. 2.

La faible valeur des pertes est encore conditionnée par la qualité de la cristallisation.

L'étanchéité sera obtenue en poussant assez la cuisson pour qu'il y ait contact complet entre les grains par le jeu de la recristallisation.

La constance du retrait sera obtenue comme dans le cas des plaquettes par la reproduction fidèle d'un cycle de cuisson convenable et l'application lors de la mise en forme d'une pression élevée toujours la même; la constance de toutes les opérations du traitement sera aussi assurée avec rigueur, et, comme on ne peut espérer de résultats cohérents, à partir de matières premières mal définies, on drocèdera encore à la stabilisation de ces dernières.

Dans ce cas particulier, il faut amener l'oxyde de titane mal défini du commerce sous la forme de rutile parfaitement cristallisé.

On obtient avec un rendement de l'ordre de 90 % des pièces conformes au dessin, à l'épaisseur près, c'est-à-dire dont les cotes sont définies à mieux que $\pm$ 1 % près; elles ont d'autre part une constante diélectrique comprise entre 75 et 80 et leurs

pertes diélectriques intrinsèques sont telles que la tangente de l'angle de pertes à la fréquence critique d'un mégacycle reste toujours inférieure à 4.10^{-4}. La fabrication des condensateurs eux-mêmes doit, à partir de ces pièces, amener aux valeurs cherchées, soit 1800 pfd $\pm 5\%$, avec des angles de perte inférieurs à 6.10^{-4}. Ce résultat est atteint par rectification et métallisation dans le vide, par chauffage en haute fréquence. Ce procédé permet de régler exactement l'épaisseur de la couche métallique et d'assurer une adhérence parfaite.

Les essais avant livraison portent sur la résistance d'isolement, la capacité et l'angle de pertes. Les appareils correspondant aux deux premières mesures sont classiques, mais la mesure de pertes aussi faibles que celles que nous savons ainsi réaliser est impossible au Q mètre ou au pont H. F. ordinaires avec une précision suffisante. M. Riethmuller a mis au point, pour cet usage, une méthode spéciale et créé l'appareillage correspondant; un prochain article des *Annales* en donnera la description détaillée.

Les résultats généraux sont que les résistances d'isolement sont toujours de très loin supérieures à la valeur de 1000 MΩ imposée.

Les pertes hors tolérance ($\text{tg}\,\delta < 6.10^{-4}$) sont extrêmement rares, inférieures toujours à 5 %, le chiffre moyen se situant aux environs de $4,5.10^{-4}$ avec quelques condensateurs aberrants, rares dans un sens comme dans l'autre (les meilleurs tombent jusqu'à $3,2.10^{-4}$).

C. CONDENSATEURS PLANS DE 30 PF.

La capacité de ces condensateurs (représentés par la figure 3) doit être pratiquement indépendante de leur température de fonctionnement.

Ils doivent présenter des pertes H. F. extrêmement réduites.

Leur résistance d'isolement doit être élevée, condition pratiquement satisfaite en même temps que la précédente.

Toutes les qualités exigées ci-dessus doivent se conserver dans le temps, le condensateur travaillant à l'air et même à l'humidité, ce qui n'est possible que si la pâte est parfaitement étanche.

Enfin la précision des cotes géométriques est pratiquement indifférente, le condensateur n'étant fixé dans aucun support rigide, mais seulement soutenu par ses fils de connexion.

La très faible valeur du coefficient de variation de la constante diélectrique avec la température (en abrégé « coefficient de température ») impose une pâte à base de titanate de magnésie $TiO^2, 2MgO$.

Comme dans le cas des condensateurs au rutile, la faible valeur des pertes sera assurée par l'emploi d'additifs convenables et la qualité de la cristallisation.

L'étanchéité sera de même obtenue en poussant assez la cuisson pour qu'il y ait contact complet entre les grains par le jeu de la recristallisation.

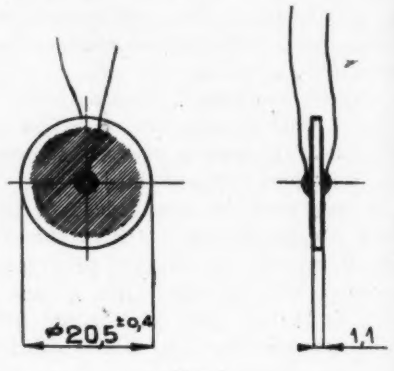


Fig. 3.

Enfin, pour obtenir la meilleure constance possible de toutes les propriétés, on conservera les mêmes procédés de cuisson et de contrôle général de la constance des opérations du traitement, y compris la stabilisation par cristallisation des matières premières; cette stabilisation consistera ici à transformer de l'oxyde de titane et de la magnésie du commerce en titanate de magnésie, $TiO^2, 2MgO$ bien cristallisé.

On obtient avec un rendement de l'ordre de 95 % des pièces directement conformes au dessin, c'est-à-dire dont les cotes sont définies à mieux que $\pm 2\%$ près; elles présentent d'autre part un coefficient de température inférieur à $+35.10^{-6}$ de la constante diélectrique par degré, leurs pertes diélectriques intrinsèques sont telles que la tangente de l'angle de pertes à la fréquence critique d'un mégacycle reste toujours inférieure à 10^{-4}, leur constante diélectrique étant de l'ordre de 15.

Ces pièces permettent de construire effectivement des condensateurs de 30 pfd $\pm 5\%$, dont la tangente d'angle de pertes ne dépasse pas 3.10^{-4} et dont le coefficient de température ne dépasse pas 40.10^{-6}.

RÉCEPTEUR UNIVERSEL RU 95

PAR G. DE CHAMPS,

Ingénieur à la Société Française Radio-Électrique.

SOMMAIRE. — *Le but de cet article est d'exposer les caractéristiques radioélectriques et les différentes possibilités du récepteur Ru* 95.

L'examen des facteurs qui interviennent dans le calcul du rapport signal-bruit montre que sa sensibilité est voisine du maximum théorique.

La constitution et le fonctionnement du filtre moyenne fréquence à cristal sont étudiés, ainsi que les résultats que l'on peut obtenir dans la pratique.

L'exposé se termine par quelques précisions sur la construction de l'appareil.

Introduction.

Les conditions extrêmement variées du trafic radioélectrique actuel imposent aux récepteurs professionnels d'usage courant des qualités de plus en plus nombreuses.

Les progrès de la technique ont permis d'améliorer les performances de ces appareils qui, maintenant, se rapprochent de celles des récepteurs de grand trafic.

Les caractéristiques les plus généralement recherchées sont la sensibilité, la sélectivité et la stabilité.

La sensibilité est liée principalement au mode de réalisation de l'amplificateur H. F. L'emploi, courant aujourd'hui, de lampes ayant à la fois un faible souffle et un grand coefficient d'amplification permet d'obtenir des résultats très satisfaisants avec des moyens relativement peu compliqués.

La densité toujours croissante des émissions impose une sélectivité aussi bonne que possible. Celle-ci est le résultat d'un compromis entre le prix, l'encombrement du matériel et les qualités cherchées.

La stabilité de fréquence est particulièrement appréciée car elle rend plus facile la tâche de l'opérateur, en évitant la retouche des réglages au cours d'une écoute prolongée.

D'autre part, il est très important que l'appareil conserve ses qualités générales après une longue utilisation, même si le climat est chaud et humide.

Le récepteur RU 95 a été étudié par la Société française Radioélectrique en tenant compte de ces différentes remarques.

L'ensemble de ses performances et l'étendue de sa gamme lui permettent d'équiper :

— Les stations fixes utilisées par les services publics (météorologie, aéronautique, sûreté, etc.);

— Les stations mobiles (camions-radio, installations militaires, services de police);

— Les stations radio-télégraphiques à bord des navires;

— Les stations à grand trafic avec enregistrement.

Nous étudierons, au cours de la description qui suit les caractéristiques générales du récepteur et en particulier, sa sensibilité et sa sélectivité.

Caractéristiques électriques.

Le récepteur « RU. 95 » est un superhétérodyne à simple changement de fréquence. Il permet l'écoute de la téléphonie et de la télégraphie dans la gamme continue 10-6000 m.

La chaîne d'amplification (*fig.* 1) comprend :

— Un amplificateur H. F. (lampe R 219);

— Un étage de changement de fréquence avec oscillateur séparé (lampes ECH 33 et 6J5);

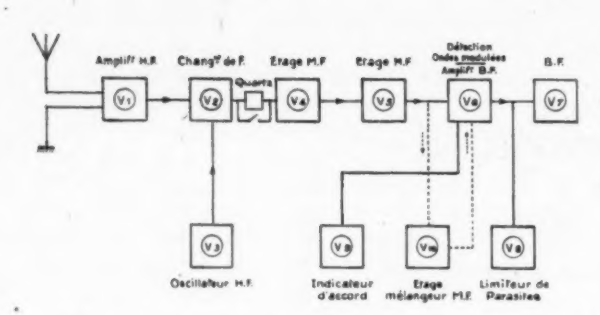


Fig. 1. — Chaîne d'amplification du récepteur RU 95.

— Deux étages amplificateurs M. F. (lampes ECH 33 et EBF 32);

— Un étage détecteur et préamplificateur B. F. (lampe EBF 32);

— Un étage B. F. de sortie (lampe EL 33);

— Un étage mélangeur M. F. pour l'écoute des ondes entretenues (lampe ECH 33);

— Un limiteur de parasites (lampe 6H6);

— Un indicateur d'accord (lampe 6AF7G).

Nous examinerons successivement les particularités des différents étages d'amplification. Le schéma, représenté sur la figure 2, permettra de suivre plus facilement l'exposé.

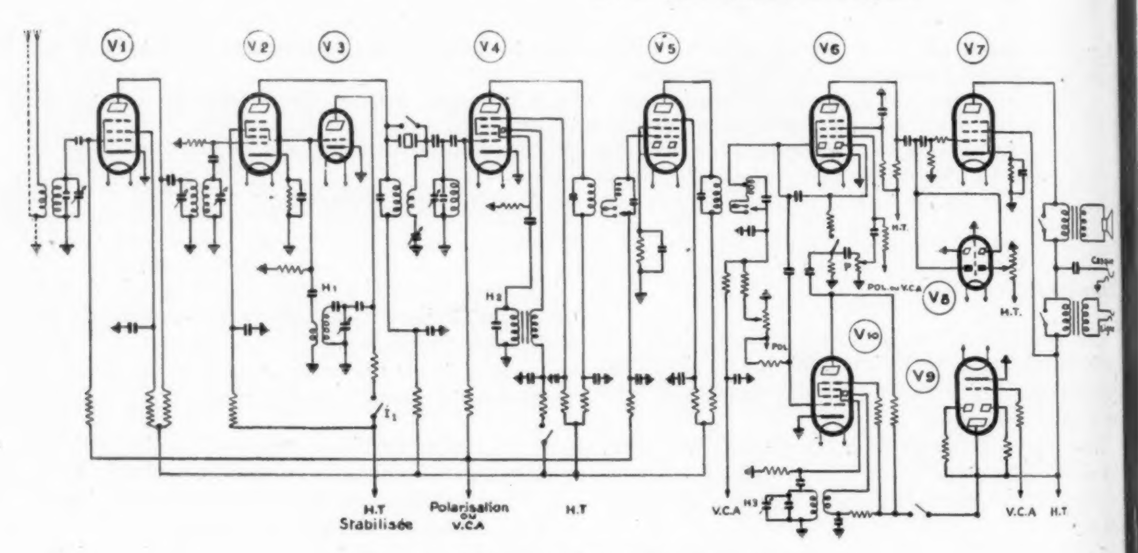


Fig. 2. — Schéma simplifié du récepteur RU 95.

Amplificateur H. F.

Le rôle principal de cet amplificateur est d'assurer la sélectivité haute fréquence et la sensibilité du récepteur.

La sélectivité H. F. est plus importante sur ondes courtes à cause des brouillages possibles par les « ondes-images ». Elle est obtenue par une disposition spéciale de l'étage H. F. :

Entre 10 et 80 m, le couplage entre la lampe H. F. V_1 et la mélangeuse V_2 se fait par deux circuits oscillants, alors que les schémas habituels ne comportent qu'un seul circuit de liaison.

Il y a donc trois circuits accordés entre l'aérien et la grille du tube mélangeur. La protection contre l'onde image est pratiquement aussi bonne que si l'on utilisait deux étages d'amplification du type classique.

Sur les ondes plus longues, on a conservé seulement les deux circuits habituels qui suffisent à assurer la protection nécessaire contre les brouillages.

Grâce à l'emploi d'une lampe R 219 comme tube d'entrée, la sensibilité du récepteur est très satisfaisante, ainsi que nous allons le montrer.

Pour n'avoir pas à tenir compte des causes de bruit extérieures à l'appareil, nous supposerons tout d'abord celui-ci placé en cage de Faraday et relié à un générateur par l'intermédiaire d'une antenne fictive.

La sensibilité est définie par la tension « E » que doit fournir le générateur pour que le rapport signal-bruit, à la sortie du récepteur, atteigne une valeur déterminée.

Tout se passe comme si le niveau de bruit était provoqué, en l'absence de signal, par une tension de souffle « e » appliquée à la grille du premier tube H. F.

« e » peut être considérée comme la résultante, sur cette grille, de trois tensions de souffle e_1, e_2, e_3 :

e_1, tension de souffle due au premier tube H. F. V_1;
e_2, tension de souffle due aux circuits précédant la grille de V_1;
e_3, tension de souffle due aux circuits et lampes qui suivent V_1.

On sait que

$$e = \sqrt{e_1^2 + e_2^2 + e_3^2}.$$

Si l'amplification des divers étages du récepteur reste linéaire, le rapport signal-bruit « a » est [1]

$$a = g\frac{E}{e},$$

g étant le gain entre le générateur et la grille de V_1.

Cette relation permet d'obtenir la valeur de E qui mesure la sensibilité du récepteur

$$E = \frac{ae}{g}.$$

On voit que la sensibilité est caractérisée, à gain d'antenne constant, par la tension totale de souffle « e » ramenée sur la grille de la première lampe.

Le niveau de bruit à la sortie du récepteur est donc d'autant plus élevé que son amplification globale est plus grande pour une même sensibilité.

Pour simplifier les calculs, on peut remplacer les tensions de souffle e, e_1, e_2, e_3, par les résistances de souffle R, R_1, R_2, R_3 qui leur sont liées par les relations :

$$e^2 = 4KT\ \Delta f R,$$
$$e_1^2 = 4KT_1 \Delta f R_1,$$
$$e_2^2 = 4KT_2 \Delta f R_2,$$
$$e_3^2 = 4KT_3 \Delta f R_3,$$

où k est la constante de Boltzmann, T, T_1, T_2, T_3, les températures absolues de R, R_1, R_2, R_3 et Δf la bande passante.

On a donc

$$R = R_1 + R_2 + R_3$$

et

$$E = A\frac{\sqrt{R_1 + R_2 + R_3}}{g},$$

A dépendant des conditions de fonctionnement.

[1] A condition que « a » soit suffisamment grand.

La sensibilité est d'autant meilleure que E est plus petit.

Il y a donc intérêt à rendre très faibles les résistances R_1 et R_3; par contre, la résistance R_2, qui est liée au gain d'antenne g, doit être aussi grande que possible.

Afin de pouvoir expliciter R_1 R_2, R_3 et g dans le cas du RU 95, nous avons représenté schématiquement sur la figure 3 la disposition des circuits H. F correspondant à l'une des trois premières sous-gammes.

Le tube V_1 est une lampe R 219 à forte pente ($s = 9$ m A/V) dont le souffle est réduit ($R_1 = 800\ \Omega$).

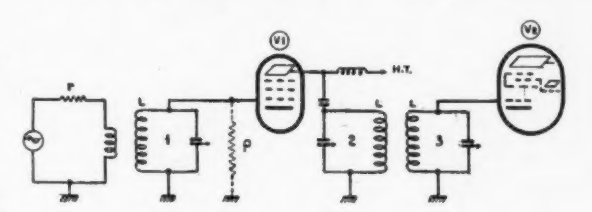


Fig. 3. — Disposition des circuits sur ondes courtes.

L'antenne fictive et le circuit 1 d'une part, les circuits 2 et 3 d'autre part, étant sensiblement au couplage critique, on trouve facilement les valeurs de R_2, R_3 et g

$$R_2 = \frac{1}{2}\frac{SL\omega.\rho}{SL\omega + \rho},$$

$$R_3 = \frac{\frac{SL\omega}{2} + R_s}{\left(p\frac{SL\omega}{2}\right)^2},$$

$$g = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\frac{SL\omega.\rho}{SL\omega + \rho}}{r}},$$

avec :

S, surtension des circuits 1, 2, 3;
p, pente de V_1;
ρ, impédance d'entrée de V_1;
R_s, résistance de souffle du tube mélangeur V_2;
r, résistance équivalente à l'antenne fictive.

Nous avons calculé les tensions E pour quelques longueurs d'ondes dans le cas d'une bande passante de 4 Kc/sec. au niveau 6 db et d'un rapport signal-souffle égal à 20 en amplitude.

Les tableaux suivants indiquent les résultats obtenus ainsi que les tensions E mesurées effectivement en laboratoire dans les mêmes conditions de fonctionnement :

λ (m).	L (μHy).	S Surtension.	p Pente de V_1 (mA/V).	r Antenne fictive (Ω).	R_1 Souffle de V_1 (Ω).	ρ Impédance d'entrée de V_1 (Ω).	R_2 Souffle de V_2 (Ω).
14,30.......	0,4	85	9	400	800	16000	50000
20..........	1,1	80	»	»	»	30000	»
25..........	1,1	»	»	»	»	47000	»
40..........	5,1	»	»	»	»	120000	»

λ (m).	R_1 (Ω).	R_2 (Ω).	R_3 (Ω).	g Gain d'antenne.	E (μV). calculé.	E (μV). mesuré.	Observations.
14,30.......	800	1650	150	1,4	5,7	6	
20..........	»	3100	35	1,9	5,2	5,5	$\Delta f = 4$ Kc : s
25..........	»	2900	78	1,45	5,3	5,5	$a = 20$
40..........	»	8500	10	3,2	4	4,2	

Le faible écart qui existe entre les résultats théoriques et expérimentaux confirme la validité des calculs précédents.

On remarquera d'autre part que, grâce à la pente élevée du tube R 219, l'amplification H. F. est toujours suffisante pour rendre pratiquement négligeable le souffle dû à la mélangeuse V_2 et aux circuits de liaison 2 et 3 : la résistance R_3 atteint en effet au maximum 150 Ω, alors que $R_1 + R_2$ est égal à 2450 Ω. L'adjonction d'un étage H. F. supplémentaire n'apporterait donc aucun gain appréciable de sensibilité.

La comparaison des résistances R_1 et R_2 montre enfin qu'une amélioration (1) très sensible de la surtension S des circuits d'entrée augmenterait peu la sensibilité car R_2 est déjà nettement plus grand que R_1.

En supposant, par exemple, la surtension S du circuit d'entrée infiniment grande, R_2 devient égal à ρ; on trouve alors, pour les sensibilités calculées (2) dans les mêmes conditions que ci-dessus, les chiffres suivants :

λ (en m).............	14,3	20	25	40
E (en μV) calculé en supposant $S = \infty$........	4,9	4,8	4,8	4

Les gains de sensibilité, par rapport aux valeurs calculées dans le cas du RU 95, sont peu importants, ce qui permet de dire que, sur ondes courtes, la sensibilité du récepteur est voisine des maxima théoriques.

Sur ondes moyennes et longues, les mesures de sensibilité, faites en laboratoire dans les conditions définies plus haut, donnent les résultats suivants :

2, 5 à 6 μ V sur ondes entretenues pures entre 50 et 1500 m.

6 à 25 μ V sur ondes entretenues pures entre 1500 et 6000 m.

La diminution de sensibilité sur ondes longues est justifiée par les conditions réelles d'exploitation.

Nous avons en effet supposé jusqu'à présent qu'il n'y avait aucun parasite extérieur; il n'en est plus ainsi lorsque le récepteur fonctionne sur antenne réelle. Celle-ci, même en l'absence de tous parasites locaux, est soumise à un champ de bruit qui vient de l'éther et varie avec la longueur d'onde, le lieu, et l'heure d'écoute.

La résistance de pertes et la résistance de radiation de l'aérien se comportent, au point de vue du souffle, comme si elles étaient à une température T_1, dépendant du champ de bruit et généralement très supérieure à la température T_0 de l'ambiance.

(1) Ceci entraînerait une augmentation relativement importante des dimensions du récepteur.

(2) On a supposé que le couplage critique est conservé entre l'antenne fictive et le premier circuit. On sait qu'un couplage notablement supérieur permettrait, mais seulement en cage de Faraday, un gain de sensibilité de 2 à 3 db, au détriment d'ailleurs de la sélectivité et des possibilités de commande unique.

Il est possible de déterminer, en tenant compte du champ de bruit, les tensions E_s qui doivent être induites dans l'antenne pour obtenir un rapport signal-bruit déterminé, égal par exemple à l'unité.

Nous supposerons, dans les calculs, que l'antenne est constituée, sur ondes courtes par un doublet 1/2 onde, sur ondes moyennes ou longues par un fil vertical de 10 m.

Le Tableau ci-dessous donne les résultats des calculs d'une part, dans le cas du RU 95 et, d'autre part, lorsque l'on suppose réalisées toutes les conditions théoriques optima.

λ (m).	Champ de bruit [1] (µV : m).	E_s RU 95 (µV).	E_s minimum théorique (µV).	Observations.
14,30.....	0,13	0,55	0,5	Doublet 1/2 onde Rapport signal/bruit = 1 Bande passante = 4 Kc : s
20........	0,2	0,76	0,75	
25........	0,25	1,19	1,15	
40........	0,28	1,85	1,8	
350........	0,3	0,67	0,64	Fil vertical de 10 m Rapport signal/bruit = 1 Bande passante = 4 Kc : s
5000........	100	100	100	Fil vertical de 10 m Rapport signal/bruit = 1 Bande passante = 1 Kc : s

La sensibilité du récepteur est donc pratiquement très voisine des maxima théoriques lorsqu'on envisage les conditions réelles d'exploitation. Ce tableau montre en particulier qu'il est inutile de chercher à atteindre une très grande sensibilité en cage de Faraday, sur ondes longues, à cause de l'importance que prend alors le champ de bruit.

Il est intéressant de signaler qu'un condensateur d'appoint permet de maintenir l'accord du circuit d'entrée quel que soit l'aérien. Le fonctionnement correct est donc possible sur des antennes très différentes :

Antenne d'une dizaine de mètres de longueur.
Antenne longue.
Doublet pour la réception des ondes courtes.

Changement de fréquence.

Le changement de fréquence se fait à l'aide de deux lampes : une mélangeuse V_2 et une oscillatrice séparée V_3.

Cette dernière peut être mise hors service pour permettre la réception des émetteurs ayant une fréquence voisine de celle de la M. F.

L'aération du coffret et la disposition intérieure des éléments ont été étudiées pour diminuer le plus possible l'échauffement des organes qui ont une répercussion sur la fréquence. En outre, une capacité à coefficient négatif de température permet de réduire le glissement de fréquence au début de la mise en route de l'appareil.

Les tensions d'alimentation de la plaque de l'oscillatrice et de l'écran de la mélangeuse sont stabilisées, de telle sorte que les variations de fréquence restent inférieures à 5/100 000ᵉ lorsque la tension d'alimentation varie de 10 %.

Amplification M. F.

La sélectivité M. F. est assurée par deux étages d'amplification à transformateurs réglés sur 472 Kc/sec. Le changement des couplages entre circuits permet d'obtenir deux bandes passantes dont les largeurs, mesurées au niveau 6 db, sont de 4 et 9 Kc/sec.

Pour la réception de la télégraphie, le premier transformateur peut être remplacé par un filtre à quartz. Celui-ci donne la possibilité d'obtenir : soit une bande passante symétrique dont la largeur est variable d'une manière continue, soit une courbe de sélectivité présentant une « crevasse », c'est-à-dire un affaiblissement très important dans une étroite plage de fréquence.

---

[1] Ces champs de bruit ont été relevés sur une courbe extraite des compte rendus du C. C. I. R. de Lisbonne.

On peut déplacer légèrement cette crevasse, ce qui permet d'éliminer un brouilleur dont la fréquence est voisine de celle du signal.

Il est intéressant d'examiner le principe de fonctionnement du filtre à quartz ainsi que ses possibilités.

a. Constitution du filtre à quartz. — Le schéma simplifié est représenté sur la figure 4.

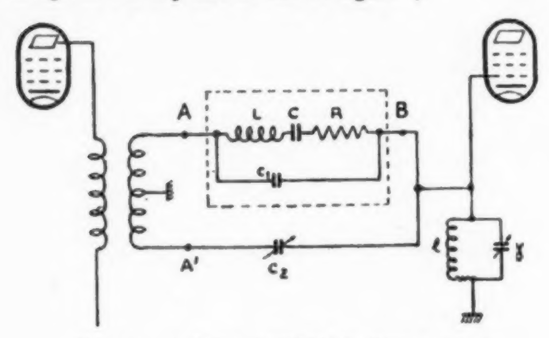


Fig. 4. — Schéma simplifié du filtre à quartz.

La plaque de la lampe d'entrée attaque le filtre à travers un transformateur à rapport abaisseur. Les tensions des points AA', par rapport à la masse sont égales et opposées. Le quartz, de fréquence f_0 et de surtension S_0 est remplacé par un circuit équivalent $LCRC_1$.

L'impédance d'utilisation est constituée par une self l de surtension s, et une capacité variable γ.

Le condensateur C_2, appelé « condensateur de phase », permet de dériver, vers le point B, un courant en opposition de phase avec celui qui passe par AC_1B.

Le schéma de la figure 4 peut être remplacé par celui de la figure 5, $C_1 - C_2$ étant, suivant la valeur de C_2, positif, nul ou négatif.

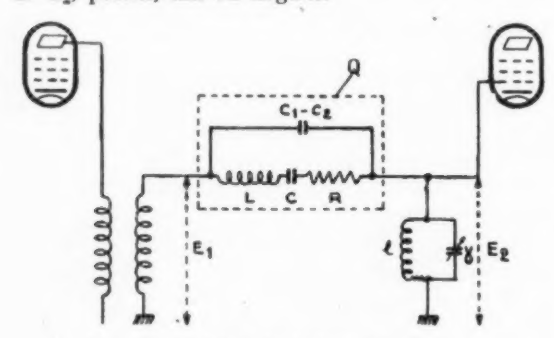


Fig. 5. — Schéma équivalent à la figure 4.

b. Fonctionnement sans crevasse. — Supposons C_2 et γ réglés de telle façon que $(C_1 - C_2)$ soit nul et que le circuit $l\gamma$ soit accordé sur la fréquence f_0. Son impédance $sL\omega_0 = Z_0$ amortit alors au maximum le circuit du quartz et l'on obtient la bande passante la plus large « B ».

Si b_0 est la largeur de bande du circuit équivalent au quartz, sans aucun amortissement extérieur, on a

$$\frac{B}{b_0} = \frac{R + sl\omega_0}{R} \quad \text{et} \quad b_0 = \frac{f_0}{S_0},$$

d'où

$$B = \frac{b_0(R + sl\omega_0)}{R}. \tag{1}$$

Les valeurs des différents éléments utilisés dans le filtre à quartz du RU 95 sont les suivantes :

$L = 15$ Hys,
$C = 0{,}008$ pF,
$R = 2500\ \Omega$,
$C_1 = 9$ pF,
$f_0 = 472$ Kc : s,
$S_0 = 18\,000$,
$l = 560\ \mu$Hys,
γ = capacité variable entre 200 et 230 pF,
$s = 65$.

On trouve ainsi : $b_0 = 27$ p/sec et $B = 1060$ p/sec à 3 db.

Cette dernière largeur de bande est identique à celle d'un circuit de surtension

$$S_1 = \frac{f_0}{B} = 445.$$

Lorsqu'on augmente légèrement la capacité γ, le circuit $l\gamma$ est désaccordé; son impédance z, pour la fréquence f_0, baisse notablement et l'amortissement du circuit équivalent au quartz diminue, ainsi que la largeur de bande du filtre. On a

$$z = \frac{Z_0}{\sqrt{1 + \left[s\,\frac{2(f - f_0)}{f_0}\right]^2}},$$

f étant la nouvelle fréquence d'accord du circuit. La nouvelle largeur de bande est, par analogie avec (1),

$$b = b_0\,\frac{(R + z)}{R}. \tag{2}$$

Dans le cas du RU 95, la bande minima est ainsi :

$$b \text{ minima} = 128 \text{ p : s.}$$

La bande passante dépend donc du réglage du condensateur γ et peut varier d'une manière continue entre 1100 et 130 p/sec environ; il est toujours possible de choisir la valeur qui donne le meilleur

rapport signal-bruit en tenant compte des conditions de trafic (vitesse de manipulation, nature et niveau des parasites...).

Il est intéressant de voir comment varie l'amplification en fonction de la largeur de bande. On a

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{z}{R+r},$$

E_1 et E_2 étant les tensions à l'entrée et à la sortie du filtre et r la composante réelle de l'impédance z.

De (2) on tire

$$z = R\left(\frac{b-b_0}{b_0}\right).$$

En se reportant au diagramme de la figure 6 qui représente le module z de l'impédance du

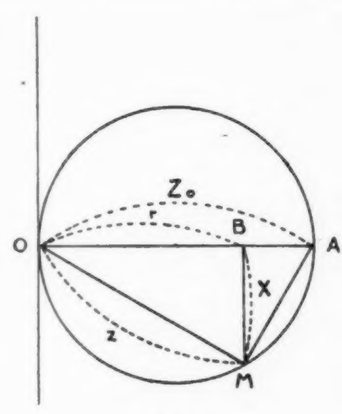


Fig. 6.

circuit $l\gamma$ et ses composantes, réelle r, et imaginaire X, on trouve successivement

$$r = \frac{z^2}{Z_0} = \frac{R^2}{Z_0}\left(\frac{b-b_0}{b_0}\right)^2$$

et finalement

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{b-b_0}{1+\frac{R}{Z_0}\left(\frac{b-b_0}{b_0}\right)^2}$$

Quand on rétrécit la bande b, l'amplification croît car le numérateur diminue moins vite que le dénominateur. On trouve par exemple, dans le cas du RU 95, qu'elle augmente de 2, 3 fois lorsque la largeur de bande passe de 1100 à 130 p/sec. Cette propriété du filtre à quartz est intéressante pour l'écoute sur bande étroite; il est en effet rationnel d'augmenter l'amplification puisque le niveau de bruit diminue.

c. Fonctionnement avec crevasse. — L'impédance Z_Q du circuit équivalent au quartz a pour valeur

$$Z_Q = -\frac{j}{(C_1-C_2)\omega}\,\frac{R+j\left(L\omega-\frac{1}{C\omega}\right)}{R+j\left(L\omega-\frac{1}{C\omega}\right)-\frac{j}{(C_1-C_2)\omega}}.$$

On trouve facilement, à l'aide de cette expression, que le quartz se comporte comme un circuit résonant pour la fréquence

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

et comme un circuit antirésonnant pour la fréquence

$$f_c = f_0\left[1+\frac{C}{2(C_1-C_2)}\right].$$

La tension, aux bornes de l'impédance d'utilisation $l\gamma$, est maxima pour la fréquence f_0 et minima pour la fréquence f_c qui correspond à la crevasse.

On voit également que, suivant le réglage du condensateur de phase C_2, la fréquence f_c de la crevasse peut être supérieure ou inférieure à f_0.

Enfin, on trouve, de façon évidente :

$$\frac{E_2}{E_1} = \text{module de } \frac{Z}{Z+Z_Q},$$

Z étant l'impédance du circuit $l\gamma$ pour la fréquence considérée.

Cette relation permet le tracé, point par point, de la courbe de sélectivité. On peut, en particulier, déterminer la profondeur de la crevasse

$$\frac{E_{2\,\text{résonance}}}{E_{2\,\text{crevasse}}} = \text{module de } \frac{Z+R}{Z+\frac{\sqrt{R^2+\left(\frac{1}{\gamma\omega_c}\right)^2}}{R\gamma\omega_c}},$$

car l'on a

$$Z_Q \cong R \qquad \text{pour} \quad f = f_0,$$

$$Z_Q = \frac{\sqrt{R^2+\left(\frac{1}{\gamma\omega_c}\right)^2}}{R\gamma\omega_c} \qquad \text{pour} \quad f = f_c$$

et

$$Z_{f=f_0} \cong Z_{f=f_c}.$$

La figure 7 montre les courbes de sélectivité du filtre du RU 95, tracées en utilisant les relations précédentes. Toutes les amplitudes maxima ont été ramenées à la même valeur.

Les fréquences correspondant à la résonance du filtre sont légèrement décalées par rapport à f_0 lorsque le circuit $l\gamma$ n'est pas accordé sur cette fréquence. Il existe alors un terme réactif X qui modifie la fréquence de résonance de l'ensemble.

On voit en particulier qu'il faut toujours commencer par accorder le récepteur sur le signal en utilisant la bande la plus étroite du filtre, sans crevasse, même s'il y a un brouilleur. Il suffit ensuite de régler la largeur de bande et au besoin la position de la crevasse. On réduit ainsi à une valeur pratiquement négligeable l'affaiblissement du signal qui pourrait être dû au déplacement de la fréquence de résonance du filtre.

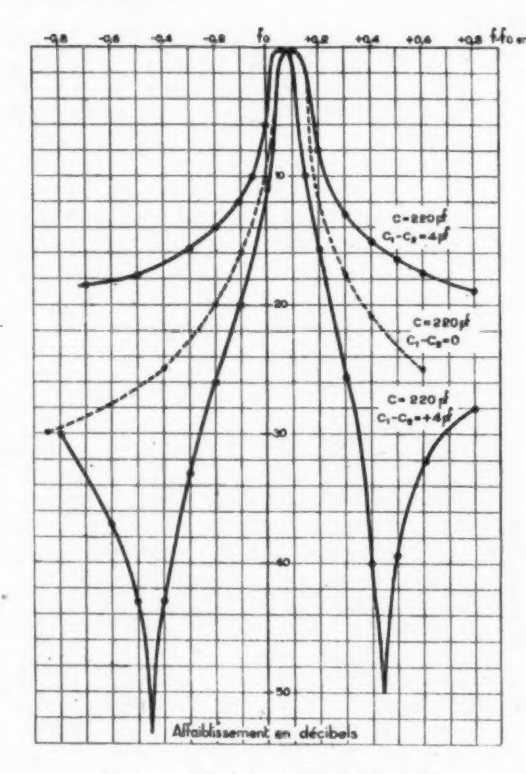


Fig. 7. — Courbes de sélectivité du filtre à quartz en bande étroite.

L'utilisation de la crevasse est surtout intéressante pour éliminer les émetteurs dont la fréquence est voisine de celle du signal. Les courbes de la figure 7 montrent qu'il est possible d'affaiblir de 40 db un brouilleur, manipulé à une vitesse de 50 bauds, et distant de 450 c/sec du signal.

Ce brouilleur occupe pratiquement une plage de fréquence de l'ordre de 75 c/sec, ce qui fait perdre environ 10 db par rapport à l'affaiblissement obtenu à l'extrême pointe de la crevasse.

Ceci met en évidence l'intérêt que présente la largeur de la crevasse; celle-ci est en effet une caractéristique essentielle des filtres à quartz de ce type.

Étages détecteurs et B. F.

Après leur passage dans l'amplificateur M. F., les signaux empruntent deux voies distinctes suivant qu'ils sont modulés ou non.

Dans le premier cas, ils sont détectés par une des diodes de la lampe préamplificatrice B. F. V_6.

Dans le second, ils sont envoyés sur la grille hexode de la lampe mélangeuse V_{10}. Les éléments triode de celle-ci fonctionnent en oscillateur sur une fréquence réglable entre 470,5 et 473,5 Kc/sec.

La basse fréquence, provenant du battement de la moyenne fréquence avec l'oscillation locale, est recueillie sur la plaque de V_{10} et transmise à la grille de la lampe V_6.

L'amplification B. F. est toujours assurée par V_6 et par la lampe de sortie V_7. L'écoute peut se faire :

Soit sur petit haut-parleur incorporé au récepteur;
Soit sur haut-parleur extérieur, à aimant permanent;
Soit sur écouteurs;
Soit sur ligne.

Les puissances normales de sortie sont de 0,5 W sur haut-parleur intérieur, 1 W sur haut-parleur extérieur, et 100 mW sur casques ou ligne.

Régulateur automatique de niveau.

Il est possible de mettre en service un régulateur automatique de niveau.

Le fonctionnement de celui-ci est le même, quelle que soit la nature des signaux, grâce au dispositif utilisé pour la réception des ondes entretenues.

La mélangeuse V_{10} évite en effet toute réaction de l'oscillateur local sur la polarisation des lampes régulées.

Celles-ci, en nombre de quatre (V_1, V_4, V_5, V_6) assurent une régulation énergique. La figure 8 montre, par exemple, la courbe relevée pour une longueur d'onde de 25 m.

Les constantes de temps à la désensibilisation et à la resensibilisation peuvent être modifiées suivant la nature du trafic. Ces possibilités se révèlent utiles lorsque le récepteur est utilisé pour faire de l'enregistrement.

Un coffret complémentaire a d'ailleurs été étudié pour actionner directement un ondulateur à partir des signaux B. F. fournis par le RU 95.

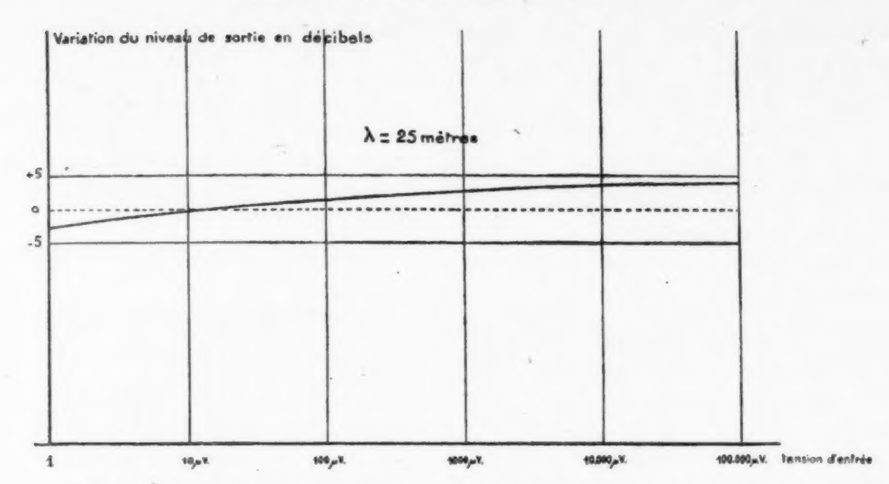


Fig. 8. — Variation du niveau de sortie en fonction de la tension d'entrée.

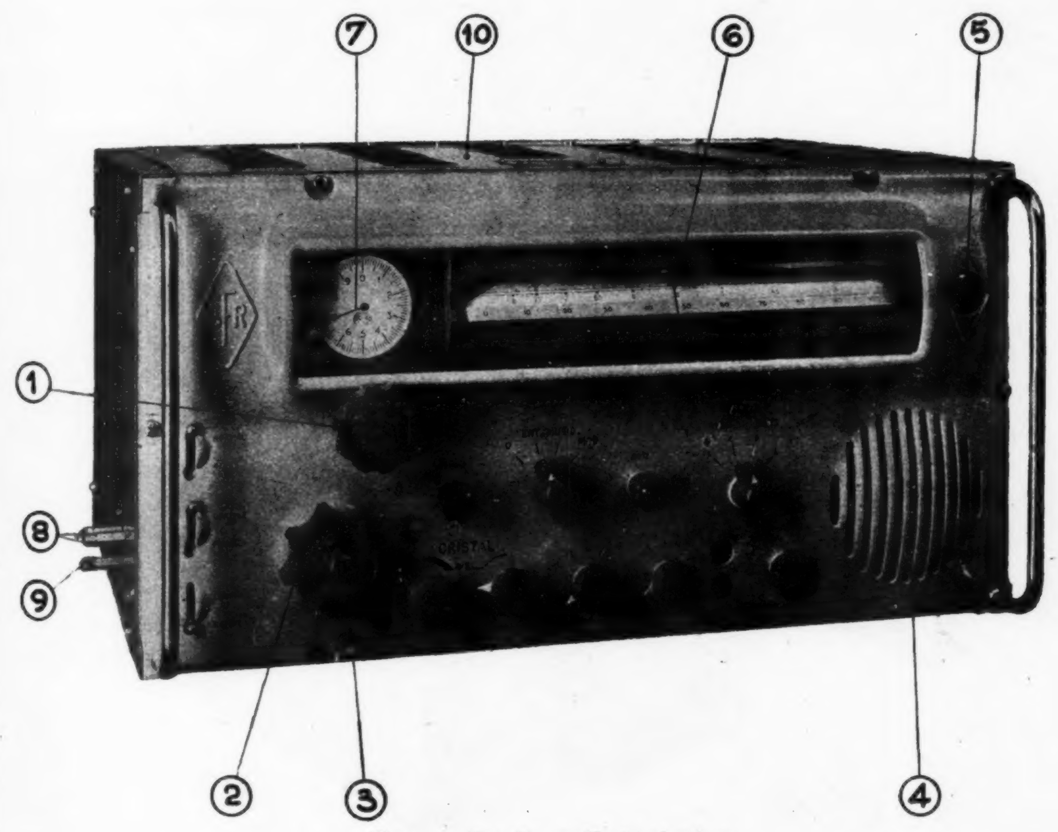


Fig. 9. — Vue d'ensemble du récepteur.

1, commande du condensateur d'accord; 2 et 3, commandes du commutateur de gammes; 4, haut-parleur; 5, indicateur d'accord; 6, index de repérage; 7, aiguille « trotteuse »; 8 et 9, fiches d'antenne et de terre; 10, couvercle de visite des lampes.

Dispositifs annexes.

On peut également recevoir les ondes entretenues pures en modulant la moyenne fréquence par l'oscillateur local, à basse fréquence, de la triode hexode V_4. La hauteur du son, à la sortie du récepteur, est alors indépendante des variations de fréquence du signal; ceci est particulièrement intéressant pour l'écoute des émetteurs instables.

Lorsque la réception est perturbée par des parasites violents, un limiteur à double diode V_8 peut être mis en service. Il écrête la tension basse fréquence fournie par l'étage de sortie.

Le seuil de limitation peut être réglé de manière à empêcher la tension parasite de devenir supérieure à celle du signal.

Alimentation.

Tous les organes nécessaires à l'alimentation par le secteur sont contenus dans le coffret de l'appareil. Le transformateur permet l'adaptation aux tensions suivantes :

100 V — 110 V — 130 V — 200 V — 220 V — 240 V.

La puissance consommée est de 90 watts environ.

Le récepteur peut également fonctionner sur batterie d'accumulateurs. Il suffit de changer le cordon et la fiche d'alimentation. Les consommations sont de :

4 A sous 6,3 V et 110 mA sous 310 V.

RÉALISATION DU RÉCEPTEUR.

Présentation.

Tous les éléments du récepteur, y compris le haut-parleur et les organes qui assurent l'alimentation sur secteur, sont contenus dans un coffret métallique de dimensions réduites.

Hauteur : 285 mm environ;
Longueur : 565 mm environ;
Profondeur : 350 mm environ.

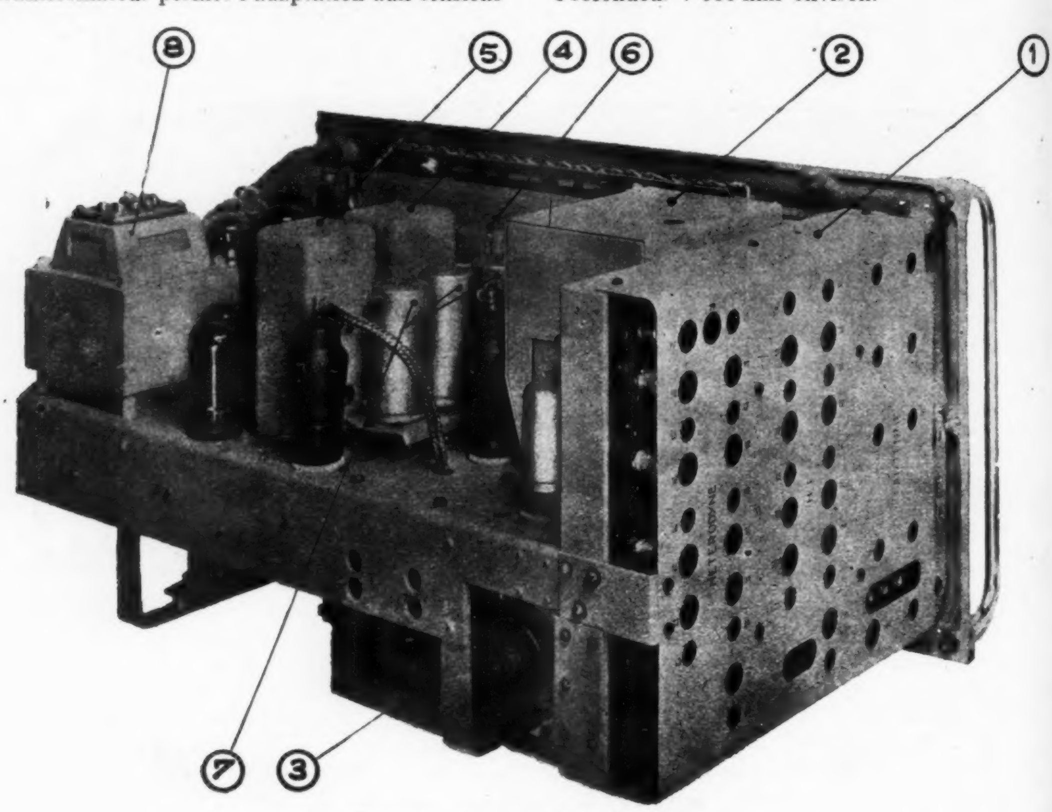


Fig. 10. — Vue du châssis récepteur.

1, bloc de selfs H. F.; 2, condensateur variable d'accord; 3, filtre à quartz; 4 et 5, transformateurs M. F.; 6, oscillateur M. F.; 7, condensateurs électrolytiques H. T.; 8, transformateur d'alimentation.

Son poids, relativement modéré, est de 36 kg environ.

Ainsi que le montre la figure 9, toutes les commandes sont groupées sur le panneau avant et protégées par deux pare-chocs.

Les prises d'antenne et de terre sont visibles sur le côté gauche du coffret.

A la partie supérieure du panneau avant, se trouve le tambour d'étalonnage dont la position est déterminée par la manœuvre du commutateur de gammes.

Seules sont visibles les graduations, en longueurs d'onde et en fréquences, de la sous-gamme en service. Elles sont disposées sur une échelle de 256 mm de

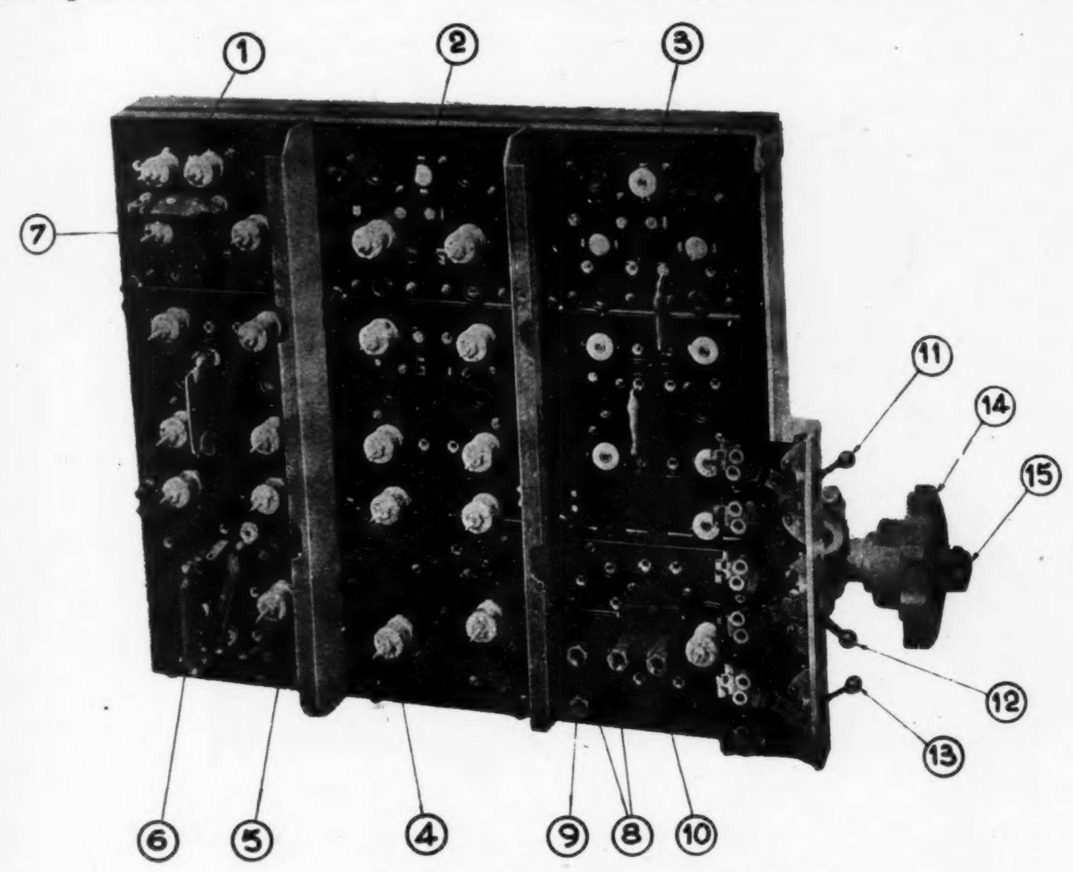


Fig. 11. — Bloc des selfs H. F., vue du côté des réglages.

1, réglages des circuits de l'oscillateur H. F.; 2, réglages des circuits de liaison H. F.; 3, réglages des circuits d'entrée; 4, trimmer ajustable à air; 5, réglage de self; 6, padding fixe; 7, padding ajustable à air; 8, prises pour doublet; 9, prise pour terre; 10, prise pour antenne longue; 11, interrupteur d'arrêt de l'oscillateur H. F.; 12, commande de la vitesse de désensibilisation; 13, commande de la vitesse de resensibilisation; 14 et 15, commandes du commutateur H. F.

long devant laquelle se déplace un index, lié à la rotation du condensateur variable d'accord.

La précision d'étalonnage du récepteur est de l'ordre de 1 %.

Le condensateur variable est commandé par un démultiplicateur à deux vitesses (1/7e lorsque le bouton de commande est « poussé », 1/100e lorsqu'il est « tiré »). L'axe de ce condensateur entraîne, par un train d'engrenages, une aiguille « trotteuse » qui permet d'obtenir, pour chaque sous-gamme, 1000 points effectivement repérés par une graduation.

Le récepteur proprement dit, visible sur la figure 10 est monté sur un châssis solidaire du panneau avant. Ce dernier est fixé sur le coffret par six vis « imperdables » qu'il suffit de desserrer pour sortir l'appareil.

Le châssis est constitué par une tôle d'acier

de 2 mm d'épaisseur, pliée en U et solidement entretoisée. Le panneau avant, en métal moulé, renforce la rigidité de l'ensemble.

Tous les éléments du récepteur sont disposés sur le châssis de manière à faciliter leur accès et à permettre une vérification rapide des différents circuits.

Bloc des selfs H. F.

Le bloc des selfs H. F. constitue la partie la plus importante du récepteur. Il comprend le combinateur, les selfs et les capacités fixes ou réglables correspondant aux neuf sous-gammes. La figure 11 montre l'armature métallique du bloc vu du côté

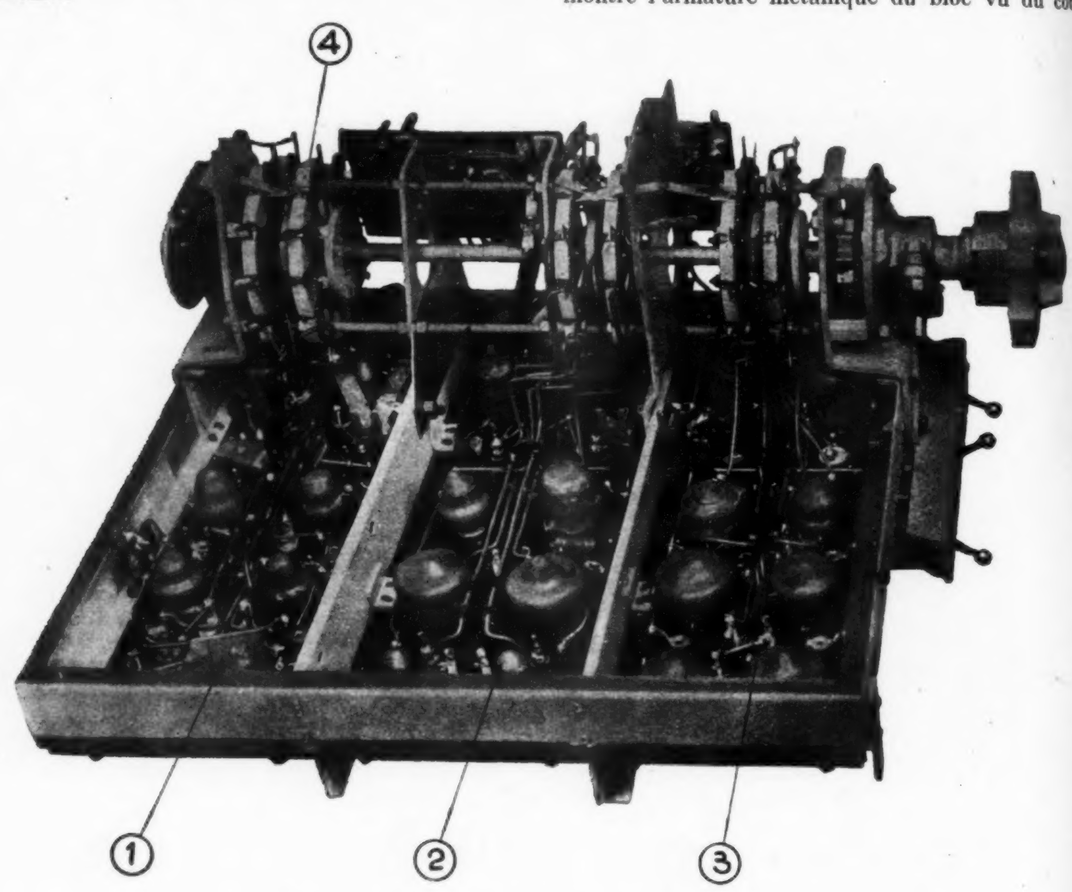


Fig. 12. — Bloc des selfs H. F., vue du côté des bobinages.

1, selfs de l'oscillateur H. F.; 2, selfs des circuits de liaison H. F.; 3, selfs des circuits d'entrée; 4, commutateur H. F.

des réglages (noyaux de fer divisé pour les bobinages, condensateurs ajustables à air pour les paddings et les trimmers).

Sur la figure 12, on voit les selfs H. F. et leurs liaisons au combinateur.

Celui-ci a été spécialement étudié pour assurer les commutations de changement de gamme avec une très grande sécurité.

Chaque galette de contacts comprend un stator et un rotor représentés en 1 et 2 sur la figure 13.

Le stator comporte 12 lames (3) munies à leurs extrémités d'un plot de contact. Une de ces lames (4) est décalée par rapport aux autres.

Sur le rotor sont disposés un secteur extérieur (5) muni d'une languette (6), et un secteur intérieur (7).

Le contact est établi par pression entre la lame (3) qui frappe le secteur extérieur sur la languette et la lame (4).

Le secteur intérieur assure le court-circuit des contacts inutilisés.

Pour changer de sous-gamme, on commence par dégager complètement les contacts par un mouvement d'arrière en avant, obtenu par la rotation du bouton (8). Puis, on fait tourner le rotor à l'aide de la clé (9) qui permet le choix de la sous-gamme. Enfin on assure à nouveau les contacts utiles par un mouvement d'avant en arrière en tournant le bouton (8) en sens inverse du précédent; les contacts sont bloqués, dans la position choisie, par le doigt de verrouillage (10).

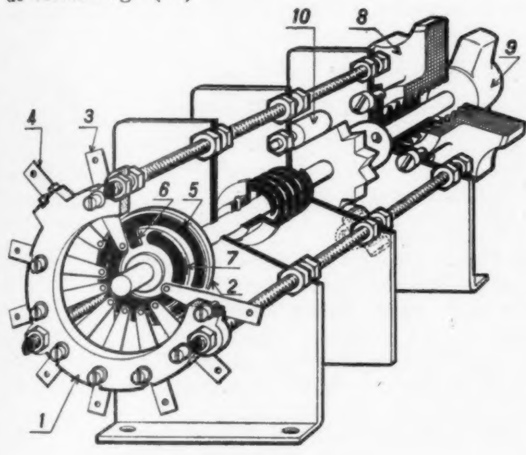


Fig. 13. — Vue schématique d'une galette du commutateur H. F.

Les frottements sont supprimés pendant la rotation de la clé (9) et l'usure du combinateur est extrêmement faible, même après plus de 100 000 manœuvres. Les plots et les secteurs sont en alliage de métaux précieux pour diminuer les risques d'altération de la surface des contacts. Grâce à cet ensemble de précautions, le commutateur assure une grande sécurité de fonctionnement.

Finition.

Les pièces métalliques sont protégées, suivant les cas, par alumilitage, cuivrage, cadmiage ou par plusieurs couches de peinture.

Tous les bobinages H. F. et M. F. sont imprégnés sous pression, après étuvage dans le vide, puis enrobés avec une cire minérale qui assure une très bonne protection contre l'humidité. La cire d'enrobage, choisie après de nombreuses recherches, réunit les qualités suivantes : bonne plasticité, point de goutte supérieur à 80°, neutralité chimique parfaite, pouvoir inducteur spécifique et angle de perte faibles.

Toutes les pièces isolantes (supports de bobinages, supports de capacités et de résistances...) sont moulées, ce qui a exigé un outillage important.

Les sorties des circuits soumis à des tensions H.F. sont isolées sur stéatite; il en est de même pour les condensateurs variables et les combinateurs utilisés en H. F. et M. F.

Les différentes pièces détachées ont été sélectionnées afin de pouvoir résister aux climats chauds et humides : capacités au papier du type étanche (sous tube métallique), capacités au mica enrobées, transformateurs B. F. en carter étanche (avec sorties sur perles de verre)....

Les condensateurs électrolytiques H. T. sont construits pour supporter des températures relativement élevées; montés sur broches, ils peuvent être remplacés très facilement.

En résumé, tout l'appareillage est prévu pour obtenir une grande sécurité de marche quelles que soient les conditions d'utilisation.

Conclusion.

Cet exposé met en évidence les principales caractéristiques du récepteur RU 95.

De maniement simple, il peut être utilisé par un personnel peu entraîné, pour assurer un trafic courant. Ses possibilités techniques permettent en outre aux opérateurs avertis d'obtenir des résultats satisfaisants, même dans des conditions d'exploitation difficiles.

Le poids modéré de l'appareil, sa réalisation compacte et son aptitude à utiliser des antennes très différentes rendent son installation particulièrement facile et rapide.

Grâce à l'étendue de sa gamme d'ondes et à la grande diversité de ses modes de fonctionnement, le récepteur RU 95 peut être employé pour des trafics extrêmement divers.

Enfin, ses performances lui permettent des rivaliser avec des appareils plus compliqués, plus volumineux et qui cependant ne couvrant généralement qu'une gamme sensiblement plus réduite.

SONDEUR RADIOÉLECTRIQUE POUR LA MESURE DES HAUTEURS DES AÉRONEFS AU-DESSUS DU SOL

PAR PIERRE GIROUD,

Ingénieur, Chef du Service Aviation et Navigation de la Société Française Radioélectrique,

ET LOUIS COUILLARD,

Ingénieur au Service Aviation et Navigation de la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Après avoir montré la nécessité d'avoir à bord d'un aéronef un moyen de déterminer, non pas l'altitude par rapport au niveau de la mer ou par rapport à un niveau de référence quelconque, mais la hauteur réelle au-dessus de la région survolée, les auteurs exposent le principe du sondeur à modulation de fréquence.*

La discussion de la théorie générale et des diverses causes d'erreurs est suivie par la description du sondeur « Aviasol », étudié dans les Laboratoires de la Société française Radioélectrique et fabriqué en série par cette Société.

Un dernier chapitre résume les caractéristiques et les performances de l' « Aviasol ».

1. **Introduction.**

Le pilote d'un avion volant par mauvaise visibilité a pour préoccupation constante de conserver une altitude lui assurant une hauteur au-dessus du sol, suffisante pour éviter tous les obstacles de la région survolée.

L'altitude est donnée, généralement, par un altimètre anéroïde. Cet appareil fonctionne d'après la variation de pression atmosphérique en fonction de l'altitude. Par suite, il donne l'altitude de l'avion par rapport au point pour lequel il a été réglé au zéro.

Le pilote doit donc, pour connaître la distance réelle séparant l'avion du sol, tenir compte de l'altitude du lieu de réglage, de la lecture faite sur l'altimètre et de l'altitude de la région survolée.

Ce calcul est relativement simple mais suppose que le point survolé est connu avec précision. Ce n'est pas toujours le cas pour un avion volant sans visibilité pendant un trajet assez long. L'erreur d'appréciation sur la position peut donc situer l'avion sur une région d'altitude plus élevée que celle prévue et provoquer ainsi un accident grave. D'autre part, les variations de pression atmosphérique le long du trajet obligent les équipages à questionner le sol pour régler l'altimètre en fonction de cette pression.

Le problème de la connaissance de la hauteur de l'avion au-dessus du sol prend une importance particulière au cours des manœuvres d'atterrissage, manœuvres au cours desquelles la connaissance de cette hauteur est indispensable même si le terrain et l'avion sont équipés d'un système d'A. M. V. (atterrissage par mauvaise visibilité). Dans ce dernier cas, en effet, le pilote qui suit l'axe de direction et la trajectoire de descente sait que ces deux axes le conduisent sur la piste d'atterrissage, mais il a toujours une certaine appréhension par suite de l'ignorance dans laquelle il se trouve de la distance réelle du sol.

Les considérations qui précèdent montrent la nécessité d'avoir, à bord d'un avion, un appareil autonome donnant, d'une façon continue, la hauteur réelle de l'avion au-dessus du sol.

Le sondeur radioélectrique type « Aviasol » étudié dans les Laboratoires « Aviation » de la Société Française Radioélectrique donne une solution à ce problème. Il permet la lecture directe sur un « indicateur » des hauteurs jusqu'à 1500 m. Une

échelle spéciale graduée jusqu'à 300 m donne une précision beaucoup plus grande pour les vols à basse altitude et pour l'atterrissage.

2. Théorie générale.

2.1. Principe de la mesure.

La détermination de la hauteur de l'avion est faite par la mesure du temps de parcours d'une onde électromagnétique émise par l'avion, réfléchie par la surface terrestre et reçue à bord de l'avion. Elle est donc absolument indépendante d'installations terrestres et peut être faite en n'importe quel point sur terre ou sur mer.

La mesure de temps de parcours extrêmement brefs (10^{-7} s pour une hauteur de 15 m correspondant à un trajet de l'onde de 30 m) est difficilement réalisable par un procédé direct. Cette mesure est effectuée indirectement par l'utilisation de la technique de la modulation de fréquence.

Un dispositif expérimental, basé sur ce principe, a été décrit par Matsuo en 1938 [1], [2].

Différentes publications ont été faites depuis sur ce sujet [3], [4], [5].

Cependant, il ne semble pas exister, dans la littérature technique, de théorie complète permettant d'évaluer les limites de la précision obtenue.

Nous allons donc exposer succinctement la théorie élémentaire généralement admise et nous reprendrons plus loin une analyse plus rigoureuse des phénomènes.

Considérons un émetteur installé à bord de l'avion dont l'antenne E, située au-dessous de la surface portante, rayonne l'énergie vers le sol (*fig.* 1) et un récepteur dont l'antenne R, placée à proximité de l'antenne d'émission, peut recevoir simultanément le rayonnement direct de l'émetteur représenté en pointillé, et le rayonnement réfléchi par le sol représenté en trait plein.

Supposons que la fréquence de l'émetteur oscille entre deux limites F_1 et F_2 suivant une fonction périodique du temps que nous supposerons linéaire dans chaque intervalle d'une demi-période $\frac{T}{2}$ limité par les instants où la fréquence prend respectivement les valeurs F_1 et F_2.

La valeur de la fréquence peut être représentée en fonction du temps par une courbe telle que celle en trait plein de la figure 2.

Si l'on néglige la distance entre les antennes émettrice et réceptrice, cette courbe représente également la fréquence de l'onde directe au niveau de l'antenne réceptrice.

Si h est la hauteur des aériens au-dessus du sol, l'onde réfléchie arrive à l'antenne réceptrice après un parcours $2h$, et, par suite, avec un retard

$$\Delta t = \frac{2h}{v},$$

en appelant v la vitesse de propagation de l'onde dans l'air.



Fig. 1.

La fréquence de l'onde reçue après réflexion peut donc être représentée en fonction du temps par une courbe telle que celle en pointillé de la figure 2. Cette courbe est identique à la première, mais décalée de Δt suivant l'axe des temps.

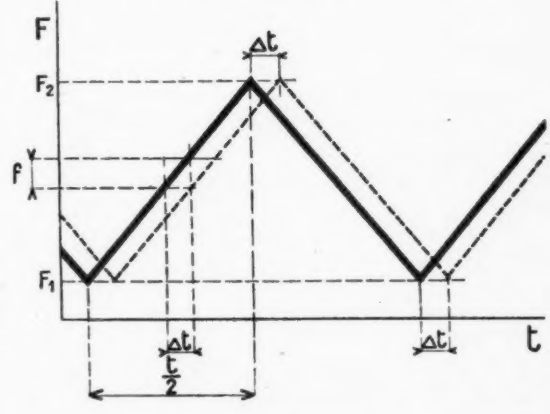


Fig. 2.

On voit, d'après la figure, que les deux ondes présentent une différence de fréquence constante f, sauf pendant un intervalle de temps égal à Δt au début et à la fin de chaque demi-période.

Pratiquement Δt étant toujours négligeable devant $\frac{T}{2}$, l'interférence entre les deux ondes donne après détection, une fréquence de battement égale à f.

Puisque la loi de variation de la fréquence en fonction du temps est supposée linéaire, $f = k\,\Delta t$. Il en résulte que f est proportionnel à Δt et, par suite, à h.

La mesure de f permet donc de connaître la hauteur h de l'avion au-dessus du terrain survolé.

Cette mesure est effectuée au moyen d'un fréquencemètre à lecture directe.

2.2. Principe du fréquencemètre.

Le fréquencemètre comporte essentiellement (*fig.* 3) une lampe limiteuse d'amplitude recevant sur sa grille de commande la tension de fréquence f convenablement amplifiée et, délivrant, aux bornes de son circuit de plaque, une tension sensiblement rectangulaire de fréquence f et d'amplitude constante.

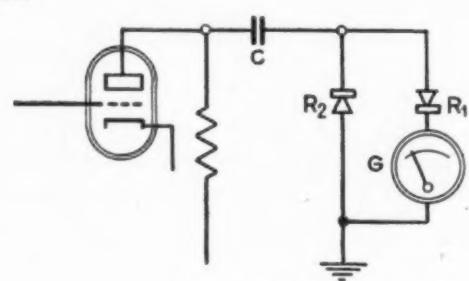


Fig. 3.

Cette tension, au cours des alternances positives, par exemple, charge, à travers un redresseur R_1, un condensateur C qui se décharge, au cours des alternances négatives, à travers un deuxième redresseur R_2.

Un galvanomètre G, en série avec l'un des redresseurs, se trouve traversé par un courant I proportionnel au nombre de charges par unité de temps, et, par suite, à la fréquence f.

En effet, soit U la variation totale de tension aux bornes du circuit plaque de la limiteuse. Le condensateur C reçoit, à chaque demi-période, une charge

$$Q = CU.$$

Le nombre de charges dans l'unité de temps étant f, le galvanomètre sera traversé par un courant

$$I = fCU.$$

Le galvanomètre est gradué directement en mètres au-dessus du sol et constitue l' « indicateur ».

2.3. Protection du signal contre les brouillages.

Nous appellerons « signal » la tension de fréquence f, issue du détecteur, qui doit, après amplification convenable, actionner le fréquencemètre.

Dans tout ce qui précède, le fréquencemètre a été supposé alimenté uniquement par le signal. En réalité le récepteur délivre en même temps des tensions parasites provenant de plusieurs sources, les unes extérieures, les autres inhérentes au fonctionnement même de l'appareil.

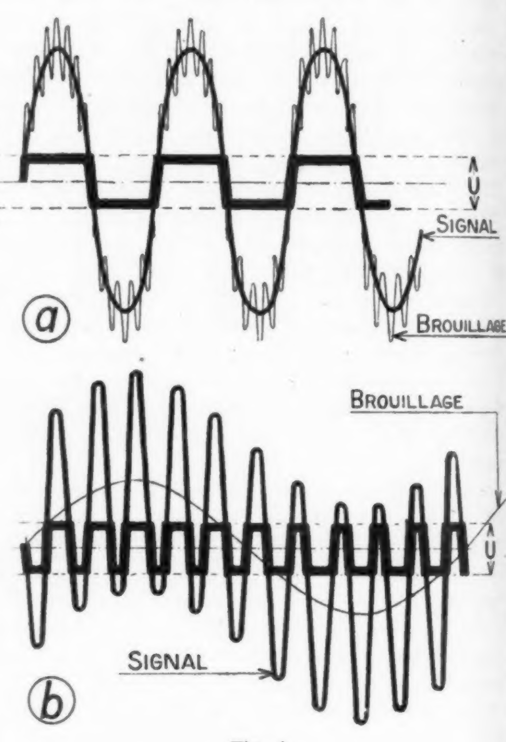


Fig. 4.

Nous examinerons ce qui se passe dans quelques cas particuliers de brouillage, le raisonnement pouvant être étendu à tous les autres cas possibles, et nous en déduirons les répercussions sur la conception du récepteur.

Supposons d'abord l'amplitude du brouillage très inférieure à celle du signal.

La figure 4 montre que les brouillages sont automatiquement éliminés par le jeu de la limiteuse. La partie *a* de cette figure correspond à un brouillage

de fréquence supérieure à celle du signal, la partie *b* à une fréquence inférieure.

Les courbes en traits gras représentent la forme de la tension obtenue après limitation. On voit que, dans les deux cas, la fréquence de la tension rectangulaire est la même que celle du signal.

La variation totale de tension est limitée à la valeur U. Chaque période du signal comporte deux variations de tension successives d'amplitudes respectivement égales à $+U$ et $-U$. Le condensateur du fréquencemètre prend donc, à chaque période, une charge CU, et le courant traversant le galvanomètre indicateur a bien la valeur trouvée plus haut,

$$I = fCU.$$

Augmentons l'amplitude du brouillage. L'allure générale des courbes de la figure 4 n'est d'abord pas modifiée puis, lorsque le brouillage atteint une certaine amplitude, le front des signaux rectangulaires se déforme et l'on voit apparaître des dents. L'amplitude du brouillage continuant à augmenter, les dents prennent de plus en plus d'importance et gagnent la partie horizontale des signaux rectangulaires. L'importance des dents dépend à la fois des amplitudes et des fréquences relatives du brouillage et du signal, et de la valeur de la limitation. Lorsque l'amplitude du brouillage est devenue suffisante, on obtient les résultats représentés figure 5, dans laquelle la partie *a* correspond à un brouillage de fréquence supérieure à celle du signal et la partie *b* à un brouillage de fréquence inférieure.

Dans le cas de la figure 5 *a*, après limitation, chaque période du signal comporte un certain nombre de variations de tension, d'amplitudes inégales et de valeurs

$$+u_1 + u_2 + u_3, \ldots, +u_n$$

et

$$-u_1, -u_2, -u_3, \ldots, -u_n.$$

L'une au moins de ces valeurs est égale à U.

La somme des valeurs absolues des amplitudes positives étant égale à la somme des valeurs absolues des amplitudes négatives, le condensateur subira, au cours d'une période du signal, une variation de charge totale

$$Q = \sum Cu$$

supérieure à CU, et le courant traversant le galvanomètre sera supérieur à la valeur fCU correspondant à la fréquence du signal.

Dans la figure 5 *b*, le nombre de variations de tension compris dans l'intervalle d'une période du brouillage est au plus égal au nombre de périodes du signal compris dans le même intervalle, et l'une au moins des valeurs $u_1, u_2, \ldots, u_n$ est inférieure à U, certaines de ces valeurs pouvant même être nulles.

Dans ces conditions, on aura nécessairement

$$\sum Cu < \frac{T_b}{T_s} U,$$

T_b et T_s représentant respectivement les périodes du brouilleur et du signal, et le courant I sera

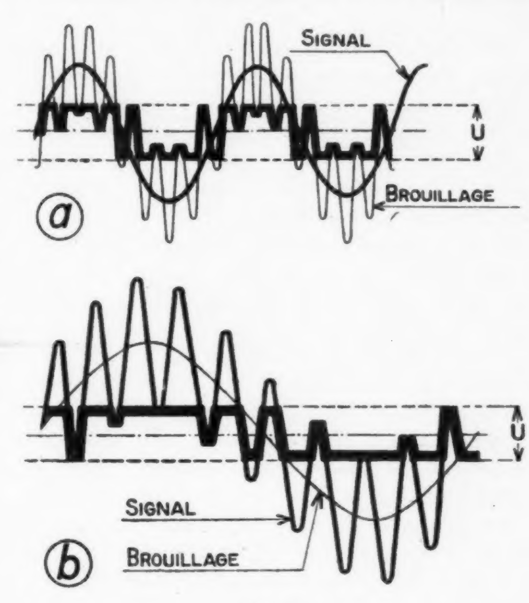


Fig. 5.

inférieur à la valeur qu'il aurait en l'absence de brouillage.

Les considérations qui précèdent montrent que l'erreur de mesure sera d'autant plus faible que le rapport signal/brouillage sera plus élevé et que la limitation sera plus énergique, c'est-à-dire que le rapport entre les amplitudes du signal avant et après limitation sera plus grand.

Parmi les causes de brouillage possibles, certaines sont dues aux perturbations extérieures. On se mettra à l'abri de celles-ci en choisissant une puissance d'émission suffisante et en prenant toutes les précautions classiques pour que le rapport signal/bruit soit suffisamment élevé.

D'autres causes de brouillage sont inhérentes au fonctionnement de l'appareil lui-même : réflexions multiples, modulation d'amplitude de l'émetteur.

Réflexions multiples. — Lorsque l'avion vole à une faible hauteur, l'onde rayonnée vers le sol peut se réfléchir plusieurs fois entre celui-ci et la surface portante de l'appareil. Le trajet de l'onde ayant ainsi subi plusieurs réflexions est supérieur à celui de l'onde n'ayant subi qu'une réflexion. On trouvera donc, après détection, des tensions parasites de fréquences supérieures à celle du signal, mais d'amplitudes plus faibles. Le rapport entre les amplitudes de ces tensions parasites et celle du signal étant évidemment indépendant de la puissance de l'émetteur, la protection contre ce type de brouillage sera obtenue par un choix judicieux de la limitation.

Modulation d'amplitude de l'émetteur. — La modulation de fréquence de l'émetteur s'accompagne toujours d'une modulation d'amplitude plus ou moins importante provoquant, après détection, l'apparition de tensions parasites de fréquences égales à la fréquence de modulation et à celles de ses premiers harmoniques.

L'amplitude de ces tensions parasites peut être réduite par un réglage convenable des aériens émetteur et récepteur et des circuits haute fréquence, mais ne peut être annulée complètement. Ces tensions parasites, provenant d'une modulation d'amplitude de l'onde directe, sont toujours proportionnelles au signal pour une altitude donnée. Il s'ensuit que l'augmentation de puissance de l'émetteur ne pourrait pas améliorer le rapport signal/brouillage.

Au voisinage du sol, l'amplitude du signal est assez élevée par suite du faible trajet de l'onde réfléchie. Les précautions prises pour réduire la modulation d'amplitude permettent donc d'avoir un rapport signal/brouillage suffisamment grand pour que la perturbation soit éliminée par le jeu de la limitation.

A mesure que l'avion s'élève, le trajet de l'onde augmente. L'amplitude du signal diminue. Le brouillage dû à la modulation d'amplitude de l'onde directe, conserve une amplitude constante. Par suite le rapport signal/brouillage diminue et l'on se rapproche des conditions de la figure 5, ce qui entraînerait une erreur sur la hauteur indiquée par l'indicateur si aucune précaution spéciale n'était prise.

La fréquence de signal est proportionnelle à la hauteur et toujours supérieure à la fréquence constante de modulation. Cette particularité permet d'améliorer le rapport signal/brouillage, en donnant à l'amplificateur du récepteur, une courbe de réponse convenable.

En particulier, il est possible de maintenir le rapport signal/brouillage constant à la sortie de l'amplificateur en donnant à celui-ci un gain croissant avec la fréquence à raison de 6 db par octave.

En effet, désignons par :

- f, la fréquence du signal;
- f_b, la fréquence de brouillage;
- K_e, le rapport signal/brouillage à l'entrée de l'amplificateur;
- K_s, le rapport signal/brouillage à la sortie.

Le gain étant proportionnel à la fréquence, le rapport de l'amplification du signal à celle du brouillage est $\frac{f}{f_b}$ et l'on a la relation

$$K_s = K_e \frac{f}{f_b}.$$

Or, l'intensité du champ de l'onde réfléchie variant en raison inverse de la hauteur h [1], K_e est inversement proportionnel à h. D'autre part, f étant directement proportionnel à h, K_s est constant.

Cependant, l'application pure et simple de cette mesure risquerait d'entraîner une autre cause de perturbation.

En effet, considérons un brouillage de fréquence supérieure à celle du signal, provenant, par exemple, de réflexions multiples.

Dans ce cas, le rapport $\frac{f}{f_b}$ est inférieur à l'unité. Il en résulte $K_s < K_e$.

L'amplitude du brouillage pourrait alors atteindre une valeur suffisante pour que la limitation devienne inefficace.

On est donc conduit à utiliser, pour chaque fréquence de signal, une courbe de réponse particulière. Chaque courbe de réponse doit être telle, que le gain croisse avec la fréquence, à raison de 6 db par octave jusqu'à la fréquence du signal et cesse de croître ensuite.

Quelques courbes de ce type sont représentées sur la figure 6 en I, II, III. Ces courbes correspondent respectivement aux fréquences de signal f_1, f_2, f_3.

Le passage d'une courbe de réponse à une autre doit être automatique, et commandé par le signal lui-même.

Dans ces conditions, K_s est constant pour le brouillage dû à la modulation d'amplitude et $K_s = K_e$

[1] Dans le cas d'un détecteur d'obstacles (Radar) le champ serait inversement proportionnel à h^2.

pour un brouillage de fréquence supérieure à la fréquence du signal.

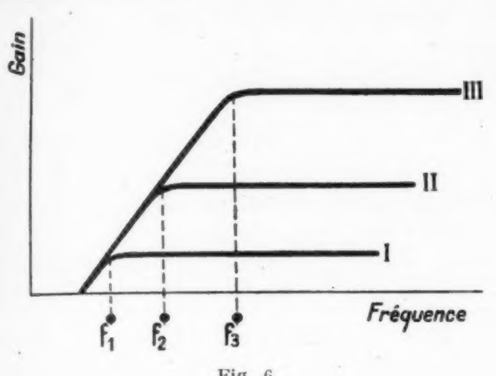


Fig. 6.

On verra plus loin comment ce résultat est obtenu dans le sondeur S. F. R., type Aviasol.

2.4. Discussion de la méthode de mesure.

Comme nous l'avons dit au paragraphe 2.1, l'exposé élémentaire du principe de la mesure manque de rigueur.

En effet, on y fait intervenir la fréquence de battement entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Or, le phénomène de battement est un phénomène physique classique résultant de l'interférence entre deux oscillations de fréquences différentes et constantes. La théorie correspondante ne peut pas être appliquée directement à l'étude de l'interférence entre deux oscillations dont les fréquences sont fonction du temps.

De plus, nous avons supposé que la variation de fréquence dans l'intervalle d'une demi-période de modulation se faisait suivant une loi linéaire.

Il est intéressant de savoir ce que devient la précision de la mesure lorsque cette loi n'est pas linéaire.

La théorie du fréquencemètre, exposée plus haut, montre que le courant traversant l'indicateur est proportionnel au nombre de charges reçues par le condensateur dans l'unité de temps, mais ne fait pas intervenir la répartition, dans le temps, des charges successives.

Le fréquencemètre est donc un intégrateur donnant un courant proportionnel à la valeur moyenne de la fréquence instantanée dans le temps.

Il suffit alors, pour étudier la relation entre le courant dans l'indicateur et la hauteur à mesurer, de considérer, non pas la fréquence instantanée du signal, mais le nombre d'oscillations obtenues, après détection, dans un intervalle d'une demi-période de modulation.

Supposons fixe la fréquence F de l'émetteur.

L'intensité du champ peut être représentée à chaque instant, par l'expression

$$\mathcal{H}_e = \mathcal{H}_0 \sin \omega t,$$

dans laquelle $\omega = 2\pi F$.

La quantité ωt représente, à chaque instant, la phase φ de l'onde émise. Si l'on néglige la distance entre les aériens émetteur et récepteur, ωt représente aussi la phase de l'onde directe au niveau de l'antenne réceptrice, soit

$$(1) \qquad \varphi_d = \omega t.$$

La hauteur h étant supposée constante, l'onde réfléchie arrive à l'antenne réceptrice avec un retard

$$\Delta t = \frac{2h}{v}.$$

La phase de l'onde réfléchie, au niveau de l'antenne réceptrice est donc

$$(2) \qquad \varphi_r = \omega(t - \Delta t) - \pi,$$

le terme π représentant l'inversion de phase due à la réflexion sur le sol.

Le déphasage entre l'onde directe et l'onde réfléchie est

$$(3) \qquad \psi = \varphi_d - \varphi_r = \omega \Delta t + \pi = 2 F \Delta t + \pi.$$

Soient $\mathcal{H}_d$ et $\mathcal{H}_r$ les amplitudes respectives des champs dus aux ondes directe et réfléchie au niveau de l'antenne réceptrice. L'amplitude du champ résultant est

$$(4) \qquad \mathcal{H} = \sqrt{\mathcal{H}_d^2 + \mathcal{H}_r^2 + 2\mathcal{H}_d\mathcal{H}_r \cos\psi}.$$

Considérons une fréquence quelconque comprise dans l'intervalle F_1F_2.

ψ étant fonction de F d'après (3), la valeur de $\mathcal{H}$, d'après (4) varie en fonction de F, entre un maximum égal à $\mathcal{H}_d + \mathcal{H}_r$ et un minimum égal à $\mathcal{H}_d - \mathcal{H}_r$.

Si donc, on fait varier F de F_1 à F_2 assez lentement pour que la variation puisse être considérée comme négligeable dans l'intervalle de temps Δt, l'amplitude $\mathcal{H}$ du champ oscillera entre $\mathcal{H}_d + \mathcal{H}_r$ et $\mathcal{H}_d - \mathcal{H}_r$. Une oscillation complète de $\mathcal{H}$ correspondant à une variation de ψ égale à 2π si nous appelons ψ_1 et ψ_2 les déphasages correspondant respectivement à F_1 et F_2, le nombre d'oscillations rencontrées au cours de l'exploration de F_1 à F_2 est donné par la relation

$$(5) \qquad N = \frac{|\psi_2 - \psi_1|}{2\pi} = |F_2 - F_1|\Delta t = |F_2 - F_1|\frac{2h}{v},$$

quelle que soit la loi de variation de F en fonction du temps, pourvu que cette variation se fasse toujours dans le même sens, c'est-à-dire que chaque fréquence ne soit rencontrée qu'une fois au cours de l'exploration de fréquence de F_1 à F_2.

Supposons maintenant qu'on ramène la fréquence F de F_2 à F_1. F passant, en sens inverse, par les mêmes valeurs que précédemment, on rencontrera, au cours de cette exploration le même nombre N d'oscillations que ci-dessus. Le nombre total d'oscillations rencontrées au cours d'un cycle complet d'exploration est donc

$$(6) \qquad 2N = |F_2 - F_1| \frac{4h}{v}.$$

Après détection (supposée linéaire), on trouvera une tension de même forme que celle de l'équation (4) dans laquelle ψ est fonction du temps.

Supposons que le cycle d'exploration se reproduise périodiquement et soit f_m la fréquence de répétition. La fréquence moyenne de la tension recueillie après détection sera, moyennant les restrictions formulées plus haut,

$$(7) \qquad f = |F_2 - F_1| \frac{4h}{v} f_m.$$

Si nous envisageons maintenant le cas pratique où la variation de fréquence dans l'intervalle de temps Δt n'est plus négligeable, nous devons considérer la fréquence instantanée de l'onde émise définie par

$$(8) \qquad F = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} \qquad [5].$$

F varie périodiquement entre F_1 et F_2 suivant une fonction $f(t)$ telle que représentée par la courbe en traits pleins de la figure 7.

Soit

$$(9) \qquad F = \frac{1}{2\pi} [\omega_0 + f(t)],$$

l'expression de la fréquence instantanée à un instant quelconque. Supposons que cette courbe représente, en fonction du temps, la fréquence de l'onde directe. La fréquence de l'onde réfléchie est alors représentée, dans la même figure, par la courbe en pointillé obtenue par translation de la première courbe de Δt parallèlement à l'axe des temps.

La quantité $\omega_0 + f(t) = \frac{d\varphi}{dt}$ de l'expression (9) représente, en fonction du temps, la pulsation instantanée de l'onde directe. La phase de cette onde est donc à chaque instant

$$\varphi_d = \omega_0 t + \int f(t)\, \mathrm{d}t + \varphi_0,$$

et la phase de l'onde réfléchie

$$\varphi_r = \omega_0 (t - \Delta t) + \int f(t - \Delta t)\, \mathrm{d}t + \varphi_0 - \pi.$$

Le déphasage entre ces deux ondes est alors

$$(10) \qquad \psi = \omega_0 \Delta t + \int \big(f(t) - f(t - \Delta t)\big)\, \mathrm{d}t + \pi.$$

Le nombre N d'oscillations rencontrées dans un intervalle d'une demi-période, c'est-à-dire lorsque F varie de F_1 à F_2 est égal, d'après (5) au rapport à 2π de la valeur absolue de la variation totale de ψ dans cet intervalle.

En effet, N étant un nombre arithmétique, sa valeur est indépendante du sens de variation de ψ.

Cette remarque nous conduit à choisir convenablement les limites d'intégration.

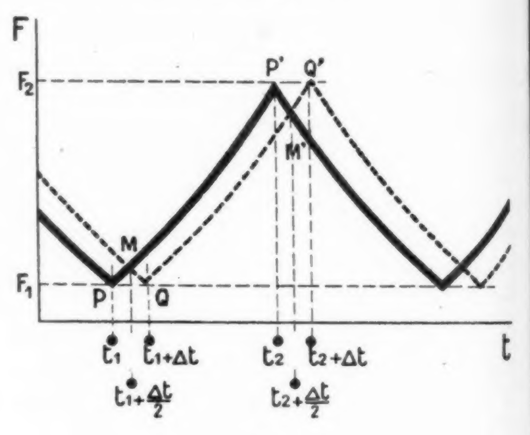


Fig. 7.

Les courbes de la figure 7 représentent, à une constante près et au facteur $\frac{1}{2\pi}$ près, les fonctions $f(t)$ et $f(t - \Delta t)$. On remarque sur cette figure que la différence $f(t) - f(t - \Delta t)$ s'annule en changeant de signe aux instants $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$ distants d'une demi-période (en supposant symétrique la courbe $f(t)$ par rapport aux instants t_1 et t_2). Le signe de cette différence restant constant entre $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$ nous prendrons ces instants comme limites d'intégration. On a alors

$$(11) \qquad N = \frac{1}{2\pi} \int_{t_1 + \frac{\Delta t}{2}}^{t_2 + \frac{\Delta t}{2}} |f(t) - f(t - \Delta t)|\, \mathrm{d}t.$$

Cherchons la différence entre cette valeur et la valeur

$$N = |F_2 - F_1| \Delta t$$

établie en (5).

L'intégrale (11) représente la valeur absolue de l'aire $MP'M'Q$ comprise entre les deux portions de courbe limitées aux instants $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$.

La valeur $N = |F_2 - F_1| \Delta t$ représente l'aire $PP'Q'Q$ limitée, d'une part, par les portions de courbe PP' et QQ' et, d'autre part, par les parallèles à l'axe des temps, d'ordonnées F_1 et F_2. L'erreur absolue commise en prenant $|F_2 - F_1| \Delta t$ comme valeur de N est donc égale à la somme des aires des triangles mixtilignes MPQ et $M'P'Q'$ de bases Δt.

On voit, d'après la figure, que cette erreur est faible si $f'(t)$ s'annule aux instants t_1 et t_2 et reste faible dans un intervalle de temps Δt autour de ces instants, ce qui serait le cas, par exemple, si $f(t)$ était une fonction sinusoïdale.

L'erreur serait nulle, en particulier, pour une fonction qui conserverait, dans le voisinage de t_1 et t_2 des valeurs constantes, égales respectivement à F_1 et F_2 durant des intervalles de temps au moins égaux à Δt (*fig.* 8).

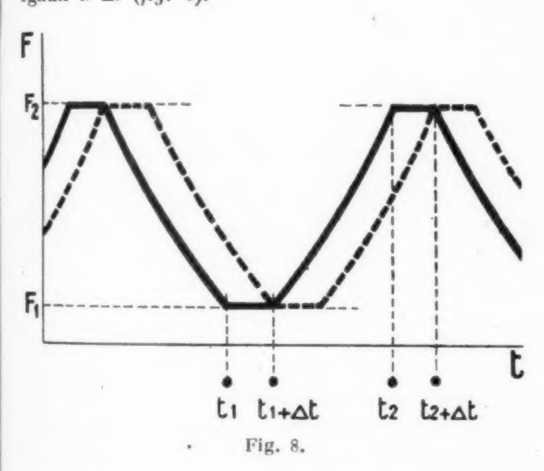


Fig. 8.

Dans le cas où la fonction $f(t)$ est linéaire dans l'intervalle d'une demi-période, la somme des aires des triangles MPQ et $M'P'Q'$ est $a\,\Delta t$, en appelant a la hauteur de ces triangles. L'erreur relative est donc

$$\frac{a}{F_2 - F_1}.$$

Or

$$a = (F_2 - F_1)\frac{\Delta t}{T}.$$

Ce qui donne pour l'erreur relative la valeur $\frac{\Delta t}{T}$.

Dans la pratique, $\frac{\Delta t}{T}$ peut toujours être choisi assez faible pour que, dans le cas d'une fonction linéaire, N puisse être pris égal à $|F_2 - F_1| \Delta t$ sans entraîner d'erreur appréciable.

L'erreur ne deviendrait appréciable que dans le cas d'une fonction dont la dérivée tendrait à devenir infinie au voisinage des limites (*fig.* 9).

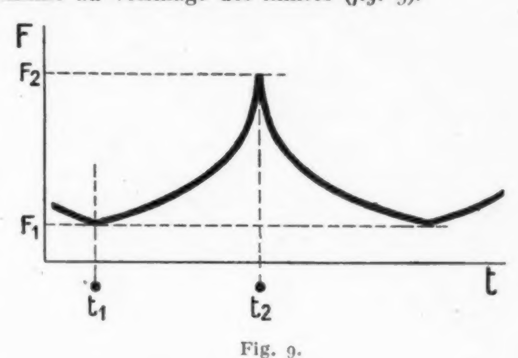


Fig. 9.

Cependant, il y a lieu de remarquer que la dérivée d'une telle fonction subirait un brusque changement de signe à l'instant t_2 (dans le cas de la figure) séparant deux demi-périodes consécutives.

Or, cette condition est pratiquement impossible à réaliser. En effet, la modulation de fréquence est obtenue, soit électroniquement par variation d'une tension dont dépend la fréquence, soit mécaniquement par rotation d'un condensateur tournant.

Dans les deux cas, les angles des courbes seront arrondis, soit par la constante de temps des circuits, soit par l'effet de bords du condensateur tournant. Le manque de précision d'usinage de ce dernier pourra même entraîner la production de paliers, comme dans la courbe représentée (*fig.* 8).

Étant donnée la faible valeur de Δt, les conditions requises pour que l'erreur puisse être négligée se rencontreront donc toujours dans la pratique, et N pourra être pris égal à $\Delta t\,|F_2 - F_1|$ pour une fonction $f(t)$ quelconque.

Il serait d'ailleurs illusoire de rechercher une grande précision dans ce sens, car il existe une erreur systématique beaucoup plus importante que nous allons examiner plus loin.

Remarque. — En disant que $f(t)$ peut être quelconque, il y a lieu de faire une certaine restriction.

En effet, considérons la figure 10, dans laquelle la courbe en trait plein représente la variation de fréquence de l'onde directe suivant une certaine fonction $f(t)$ dont la dérivée change de signe entre F_1 et F_2 dans l'intervalle d'une demi-période, et la

courbe en pointillé représente la variation de fréquence de l'onde réfléchie suivant $f(t-\Delta t)$.

Ces deux courbes se coupent aux points d'abscisses t' et t''. La différence $f(t)-f(t-\Delta t)$ change donc de signe dans cet intervalle.

Or, nous avons établi plus haut que N est proportionnel à la variation de la valeur absolue du déphasage entre les deux ondes, dans l'intervalle d'une demi-période.

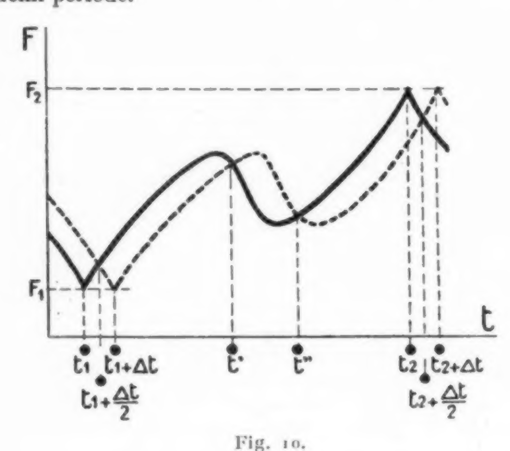


Fig. 10.

En prenant cette variation entre les instants $t_1+\frac{\Delta t}{2}$ et $t_2+\frac{\Delta t}{2}$ distants d'une demi-période l'expression de N s'écrit alors

$$N=\frac{1}{2\pi}\left[\int_{t_1+\frac{\Delta t}{2}}^{t'}|f(t)-f(t-\Delta t)|\,dt+\int_{t'}^{t''}|f(t)-f(t-\Delta t)|\,dt+\int_{t''}^{t_2+\frac{\Delta t}{2}}|f(t)-f(t-\Delta t)|\,dt\right].$$

La somme des trois intégrales ci-dessus est évidemment supérieure à

$$\int_{t_1+\frac{\Delta t}{2}}^{t_2+\frac{\Delta t}{2}}|f(t)-f(t-\Delta t)|\,dt.$$

Il est d'ailleurs facile de voir, sur la figure 10 que, en supposant Δt assez petit pour qu'on puisse négliger les aires des petits triangles de bases Δt, la somme des valeurs absolues des aires comprises entre les deux courbes est supérieure à $|F_2-F_1|\,\Delta t$.

On voit que la restriction à faire dans le choix de la fonction $f(t)$ est que sa dérivée, qui peut s'annuler dans l'intervalle d'une demi-période limité aux valeurs F_1 et F_2 de $f(t)$ ne doit pas changer de signe dans cet intervalle.

On peut conclure des considérations précédentes que, moyennant cette restriction, le courant traversant l'indicateur sera donné par

$$(12)\qquad I=\frac{4h}{v}f_m\,|F_2-F_1|\,CU.$$

Ce courant sera donc proportionnel à h et le coefficient de proportionnalité ne dépendra, le produit CU étant supposé constant, que de la fréquence de modulation et de la valeur absolue de l'excursion de fréquence.

Cependant, une autre considération doit intervenir dans le choix de la fonction $f(t)$, c'est celle de la répercussion sur la protection du signal de la variation, en fonction du temps, de la fréquence instantanée de ce signal. La valeur de la tension détectée étant, à chaque instant, proportionnelle au déphasage ψ entre l'onde directe et l'onde réfléchie, la fréquence instantanée du signal peut être définie par

$$f_i=\frac{1}{2\pi}\left|\frac{d\psi}{dt}\right|,$$

soit, d'après l'équation (10),

$$f_i=\frac{1}{2\pi}\,|f(t)-f(t-\Delta t)|.$$

Pour une fonction $f(t)$ non linéaire, f_i sera donc fonction du temps et oscillera, au cours de chaque demi-période de modulation, entre deux valeurs extrêmes (h et, par suite, Δt étant supposés constants).

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, par exemple, en posant $\Omega=2\pi f_m$, on obtient

$$f_i=\pi f_m\,\Delta t\,|F_2-F_1|\left|\cos\Omega\left(t-\frac{\Delta t}{2}\right)\right|,$$

f_i varie donc entre les valeurs zéro et $f_m\,\Delta t\,|F_2-F_1|$ suivant une courbe formée d'une succession d'arcs de sinusoïde telle que celle de la figure 11.

En se reportant aux courbes de la figure 6, on voit que si la fréquence moyenne du signal est située en f_3, par exemple, et que la courbe de réponse utilisée est la courbe III, tant que f_i est inférieure à f_3 la fréquence du signal est située sur la partie inclinée de la courbe.

Le rapport $\frac{f_i}{f_b}$ correspondant à un brouillage de fréquence supérieure à f_i est donc inférieur à 1 et le signal est moins bien protégé contre ces brouillages. Si la courbe utilisée était la courbe I, par exemple, f_i resterait plus longtemps sur la partie

horizontale de la courbe, et le signal serait protégé contre les brouillages de fréquences plus élevées pendant une plus grande fraction de la demi-période de modulation, mais la partie horizontale de la courbe I ayant une ordonnée plus faible que celle de la courbe III, le rapport $\frac{f_l}{f_b}$ correspondant au brouillage dû à la modulation d'amplitude serait seulement $\frac{f_1}{f_b}$ au lieu de $\frac{f_3}{f_b}$ dans le cas précédent.

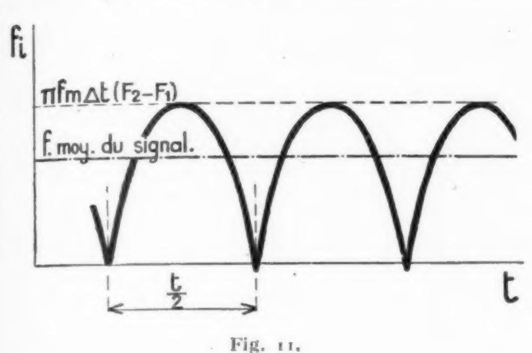


Fig. 11.

Puisque $f_1 > f_3$ la protection contre le brouillage de modulation d'amplitude se trouverait réduite.

On peut déduire de ces considérations qu'il est avantageux de choisir une fonction $f(t)$ linéaire. Cependant, l'indépendance du fonctionnement du fréquencemètre vis-à-vis de $f(t)$ permet de s'écarter de la fonction linéaire dans la mesure où la variation de la fréquence instantanée du signal ne compromet pas la protection contre les perturbations.

Cette circonstance autorise une plus grande latitude dans le choix des tolérances de fabrication et de réglage des organes de modulation.

2.5. **Erreur systématique.**

Un article, paru dans *Electronics* d'avril 1946 [4], signale qu'une erreur de mesure de hauteur peut apparaître lorsque l'avion survole un terrain plat tel qu'une piste d'atterrissage ou un plan d'eau calme, erreur se traduisant par un battement de l'aiguille de l'indicateur. Il nous a paru intéressant de faire une étude complète de cette erreur systématique.

Nous avons montré dans le paragraphe 2.4, que la forme du signal pouvait être sensiblement représentée par l'équation (4) dans laquelle ψ, déphasage entre l'onde directe et l'onde réfléchie, est fonction du temps.

Nous avons montré également que le sens de la variation de ψ en fonction du temps s'inversait aux instants tels que $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$, etc. (*fig.* 7), distants d'une demi-période de modulation, et nous avons supposé que cette variation était symétrique par rapport aux ordonnées d'abscisses $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$, etc. (¹).

ψ repassant ainsi symétriquement dans chaque demi-période par les mêmes valeurs que dans la demi-période précédente, la forme du signal sera symétrique par rapport aux ordonnées d'abscisses $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$, ...

On conçoit donc que la forme du signal, au voisinage de l'un de ces instants, dépende de la valeur de ψ à l'instant considéré.

La figure 12 *a, b, c, d*, représente, en traits fins, l'allure du signal, supposé sinusoïdal, au voisinage d'un instant tel que $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, pour différentes valeurs de ψ à cet instant, et en traits gras, l'allure de la tension après limitation.

Remarquons qu'une variation de π de la valeur de ψ dans ces figures, donnerait des courbes symétriques de celles représentées, par rapport à l'axe des abscisses. Les propriétés des courbes des figures 12 *a, b, c* et *d* peuvent donc être étendues aux cas où ψ à l'instant $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ a les valeurs respectives $k\pi$, $\left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$, $\left(k + \frac{1}{4}\right)\pi$, $\left(k - \frac{1}{4}\right)\pi$.

Considérons sur la figure 12, deux instants t' et t'' symétriques par rapport à $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$. Par suite de la symétrie des courbes, à chaque variation de tension u (après limitation), comprise entre t' et $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, correspondra une variation de sens contraire $-u$ de même valeur absolue entre $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et t''. La charge totale traversant l'indicateur entre les instants t' et t'' est donc égale à ΣCu dans l'intervalle $t' t''$.

Si nous admettons que la limitation est très énergique, condition que nous avons reconnue nécessaire pour assurer la protection du signal, l'amplitude des courbes sinusoïdales de la figure 12 devient très grande devant celle des courbes en

---

(¹) Cette supposition simplifie le raisonnement. Si la variation de ψ n'était pas symétrique par rapport aux ordonnées considérées, la répartition des oscillations du signal ne serait pas symétrique dans deux demi-périodes consécutives, mais leur nombre serait le même et les conclusions ne seraient pas modifiées.

traits gras et la forme de ces dernières tend vers une forme rectangulaire idéale.

La durée de la faible variation de tension au voisinage de l'instant $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ dans la figure 12 *b* tend donc vers une valeur infiniment faible.

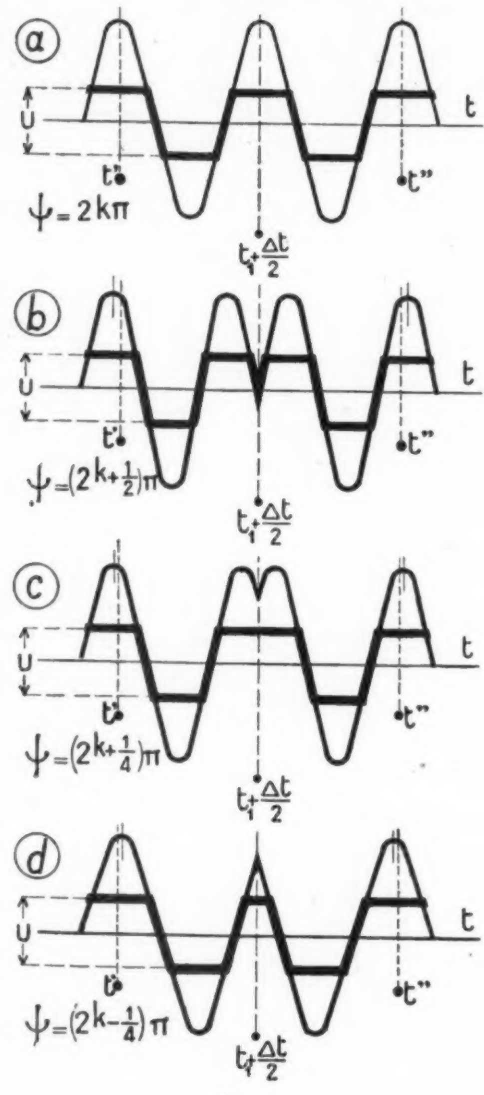


Fig. 12.

On peut ainsi baser le raisonnement sur les propriétés d'une tension rigoureusement rectangulaire ([1]). L'amplitude de toutes les variations de tension est alors égale à U, et ΣCu est un multiple de CU.

Dans ces conditions, le cas de la figure 12 *b* peut être représenté par la courbe de la figure 13 *a*.

On peut donc considérer l'ensemble de deux variations de tension successives de sens contraire comme une impulsion rectangulaire, et le nombre de ces impulsions compris dans l'intervalle de deux demi-périodes de modulation successives séparées par un instant tel que $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ est nécessairement un nombre entier k, et la charge totale traversant

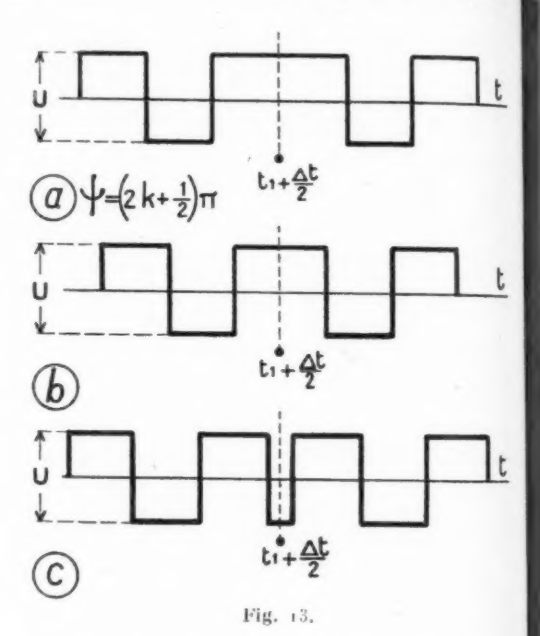


Fig. 13.

l'indicateur dans le même intervalle est un multiple de CU, soit kCU. Le courant traversant l'indicateur est donc, en appelant f_m la fréquence de modulation

$$I = k f_m C U.$$

Or, nous avons trouvé, au Chapitre 2.2.

$$I = f C U,$$

f étant la fréquence du signal.

Il en résulte

$$f = k f_m.$$

En d'autres termes, la fréquence du signal enregistrée, est nécessairement un multiple de la fréquence de modulation. Par suite, tenant compte de l'équation (7) $f = \frac{4h}{v} | f_m | F_2 - F_1 |$ donnant la fréquence du signal en fonction de h, on voit, que l'indi-

([1]) Nous verrons d'ailleurs, par la suite, ce que deviennent les conclusions dans le cas pratique où la tension n'est pas tout à fait rectangulaire.

cation donnée par l'appareil ne sera correcte que pour les valeurs de h satisfaisant à la relation

$$\frac{4h}{v}\,|F_2 - F_1| = k,$$

ou encore en appelant $\lambda_1 = \frac{v}{F_1}$ et $\lambda_2 = \frac{v}{F_2}$ les longueurs d'ondes correspondant respectivement aux fréquences F_1 et F_2,

$$4h\left|\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right| = k; \tag{13}$$

appelons h_k ces valeurs particulières de h, il vient

$$h_k = \frac{k}{4}\,\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Posons $\lambda_0^2 = \lambda_1\lambda_2$ l'expression ci-dessus devient

$$h_k = k\frac{\lambda_0}{4}\,\frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_2} = k\frac{\lambda_0}{4}\,\frac{F_0}{F_2 - F_1},$$

ou encore

$$h_k = k\frac{\lambda_0}{4}\,\frac{F_0}{2\Delta F}, \tag{14}$$

$F_0 = \sqrt{F_1F_2} \simeq \frac{F_1 + F_2}{2}$ étant la fréquence moyenne et ΔF étant la déviation de fréquence, la quantité $\frac{F_0}{2\Delta F}$ représente l'inverse de la variation relative de fréquence entre F_1 et F_2.

Pour les valeurs de h comprises entre deux valeurs successives de h_k, l'indication donnée par l'appareil est fonction du nombre d'impulsions compris dans un intervalle d'une période de modulation limité par deux instants tels que $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$. L'erreur résultante dépendra de la valeur de ψ à ces instants.

En effet, reportons-nous à la figure 13 *a* correspondant au passage de ψ, à l'instant $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$, par la valeur $\left(2k + \frac{1}{2}\right)\pi$ et, plus généralement, par la valeur $\left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$. Une faible variation de ψ dans un sens ou dans l'autre fait passer aux cas des figures 13 *b* ou 13 *c*. On voit apparaître, dans cette dernière figure, une impulsion supplémentaire encadrant l'instant $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$. Le cas $\psi = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$ peut donc être considéré comme un cas limite.

Pour évaluer l'erreur, nous allons donc étudier la variation de ψ en fonction de h aux instants tels que $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$ limitant une demi-période de modulation, et nous exprimerons ψ en fonction de λ.

Les conclusions de l'étude du paragraphe 2.4 relative à la fonction $f(t)$ pratiquement réalisable nous permettant de considérer comme négligeable la variation de fréquence et, par suite, la variation de ψ dans un intervalle de temps Δt autour des instants tels que t_1 où la variation de fréquence change de signe, nous confondrons, pour simplifier le raisonnement, les instants $t_1 + \frac{\Delta t}{2}$ et $t_2 + \frac{\Delta t}{2}$ avec les instants t_1 et t_2 respectivement.

Le déphasage ψ entre l'onde directe et l'onde réfléchie est, à l'instant t_1, d'après (3),

$$\psi_1 = 2\pi F_1\,\Delta t + \pi = 2\pi F_1\frac{2h}{v} + \pi,$$

ou, en fonction de la longueur d'onde,

$$\psi_1 = 2\pi\frac{2h}{\lambda_1} + \pi.$$

Soit

$$\psi_1 = \pi\left(1 + \frac{4h}{\lambda_1}\right). \tag{15}$$

On a de même, à l'instant t_2,

$$\psi_2 = \pi\left(1 + \frac{4h}{\lambda_2}\right), \tag{16}$$

d'où

$$\psi_2 - \psi_1 = 4\pi h\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right). \tag{17}$$

Introduisant dans cette expression la valeur h_k de h tirée de (14), on voit que l'indication n'est correcte que pour

$$\psi_2 - \psi_1 = k\pi.$$

La figure 14 *a* illustre ce cas. La durée d'une impulsion correspondant à une variation de π de la valeur de ψ, on voit sur la figure que le nombre d'impulsions compris dans l'intervalle d'une période de modulation limité aux instants t_1 et t_3 est bien égal à k.

Supposons $F_1 < F_2$, alors $\lambda_1 > \lambda_2$ et les expressions (15) et (16) nous montrent que ψ_2 varie plus rapidement que ψ_1 en fonction de h.

Si nous faisons croître h, la portion de courbe comprise entre t_1 et t_2 se déplacera vers la gauche et la portion comprise entre t_2 et t_3 se déplacera vers la droite. En même temps, puisque ψ_2 croît plus rapidement que ψ_1, les impulsions se resserreront, ce qui était évident *a priori*, puisque la fréquence du signal augmente.

D'autre part, nous avons vu plus haut que $\psi_2 - \psi_1$ n'était égal à $k\pi$ que pour les valeurs h_k de h. Pour toutes les autres valeurs de h que nous consi-

dérons, ψ_1 et ψ_2 ne passeront donc pas simultanément par la valeur limite $\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$.

Lorsque ψ_1 passe par la valeur $\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$, le nombre d'impulsions compris entre t_1 et t_3 passe brusquement de la valeur k à la valeur $k+1$ comme le montre la figure 14 *b* dans laquelle ψ a légèrement dépassé la valeur $\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$.

Lorsque ψ_2 passe par la valeur $\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$, le nombre d'impulsions reprend la valeur k (*fig.* 14 *c*).

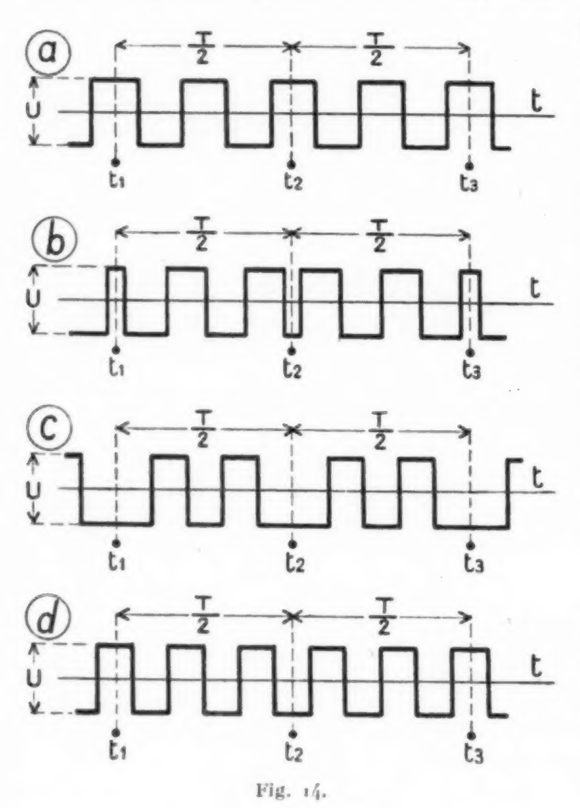


Fig. 14.

h croissant progressivement, le nombre d'impulsions prendra donc alternativement les valeurs k et $k+1$ jusqu'à ce que

$$\psi_2-\psi_1=(k+1)\pi \quad (\textit{fig. } 14\, d).$$

On se trouvera alors dans un cas analogue à celui de la figure 14 *a* ($\psi_2-\psi_1$ multiple de π) et l'indication sera correcte avec un nombre d'impulsions $k+1$ correspondant à une hauteur $h=h_{k+1}$.

Les valeurs de h correspondant à $\psi_1=\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$ et $\psi_2=\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi$ sont respectivement, d'après (15) et (16),

$$h_1=\left(n-\frac{1}{2}\right)\frac{\lambda_1}{4} \qquad \text{et} \qquad h_2=\left(n-\frac{1}{2}\right)\frac{\lambda_2}{4}.$$

En définitive, la variation de la hauteur h_i lue sur l'indicateur en fonction de la hauteur réelle h peut être représentée par la courbe en créneaux de la figure 15 tracée à grande échelle afin de mettre les détails en évidence. Sur cette même figure, on a également tracé la droite idéale $h_i=h$ qui serait obtenue en l'absence d'erreur systématique. On

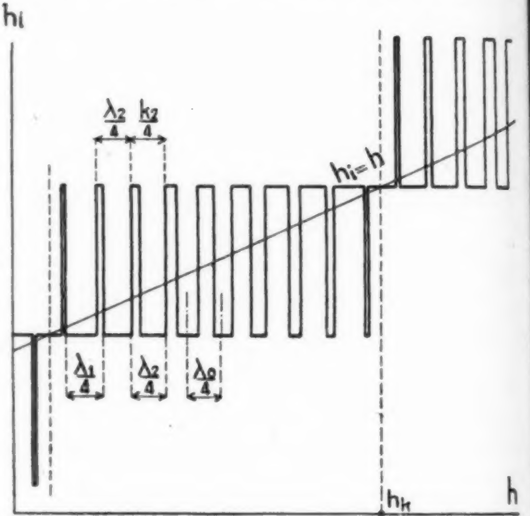


Fig. 15.

voit que ces deux courbes se coupent aux points d'abscisses h_k définis par l'équation (14). La figure 15 correspond au cas où $\frac{F_0}{2\,\Delta F}=m+\frac{1}{2}$, m étant un nombre entier.

On peut démontrer que dans ce cas ψ_1 est un multiple de π pour $h=h_k$ [1].

---

[1] En effet, on a alors, d'après (14),

$$h_k=k\frac{\lambda_0}{4}\left(m+\frac{1}{2}\right),$$

portant cette valeur dans (15), il vient

$$\psi_1=\pi\left[1+k\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\left(m+\frac{1}{2}\right)\right],$$

mais

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1}=\frac{F_1}{F_0}=1-\frac{\Delta F}{F_0}=1-\frac{1}{2\left(m+\frac{1}{2}\right)},$$

d'où

$$\psi_1=\pi(1+km).$$

Ce cas correspond à celui de la figure 14 *a*. On peut voir, d'après cette figure que, ψ_2 étant aussi un multiple de π, puisque $\psi_2 - \psi_1 = k\pi$, le nombre d'impulsions compris entre t_1 et t_3 passera de k à $k + 1$ suivant que ψ_2 aura varié de $+\pi$ ou de $-\pi$. Les créneaux de la figure 15 situés de part et d'autre du point d'abscisse h_k seront donc situés symétriquement par rapport à ce point.

Dans le cas le plus général, $\frac{F_0}{2\Delta F}$ sera différent de $m + \frac{1}{2}$ et ψ_1 et ψ_2 ne seront pas des multiples de π. Il en résultera que la position des créneaux ne sera pas symétrique par rapport au point d'abscisse h_k. En même temps, la largeur des créneaux sera modifiée, les créneaux les plus proches du point considéré étant les plus étroits.

A la limite, lorsque $\frac{F_0}{2\Delta F} = m$ ou $m + 1$, le point d'abscisse h_k coïncide avec un créneau dont la largeur devient alors infiniment petite. On se trouve dans le cas limite $\psi_1 = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi$. Les créneaux les plus proches du point d'abscisse h_k qui en étaient distants de $\frac{\lambda_2}{8}$ en sont alors distants de $\frac{\lambda_2}{4}$ mais l'allure générale de la courbe n'est guère modifiée.

Dans la pratique, la tension après limitation n'étant pas rigoureusement rectangulaire, ΣCu ne sera pas nécessairement un multiple de CU dans l'intervalle d'une période de modulation. Le passage du nombre d'impulsions de la valeur k à la valeur $k + 1$ ne se fera donc pas brusquement et la courbe aura l'allure d'une série d'oscillations (*fig.* 16). L'amplitude des oscillations les plus étroites pourra même se trouver réduite.

On peut déduire de ces considérations que l'erreur systématique sera toujours inférieure à

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k,$$

soit, d'après (14),

$$\Delta h = \frac{\lambda_0}{4} \frac{F_0}{2\Delta F}. \tag{18}$$

Le phénomène étudié ci-dessus ne se produit que lorsque l'avion survole une surface unie telle qu'une piste d'atterrissage ou un plan d'eau calme. Si le terrain survolé présente des aspérités supérieures à $\frac{\lambda}{4}$, l'appareil indique une valeur moyenne qui correspond sensiblement à la hauteur exacte.

L'erreur absolue Δh étant indépendante de h, l'erreur relative est d'autant plus importante que h est plus faible, c'est-à-dire lorsque l'avion est au voisinage du sol.

En particulier, lorsque l'avion repose sur le sol, la hauteur indiquée h_i dépend de la hauteur h des aériens au-dessus du terrain. Le zéro de la

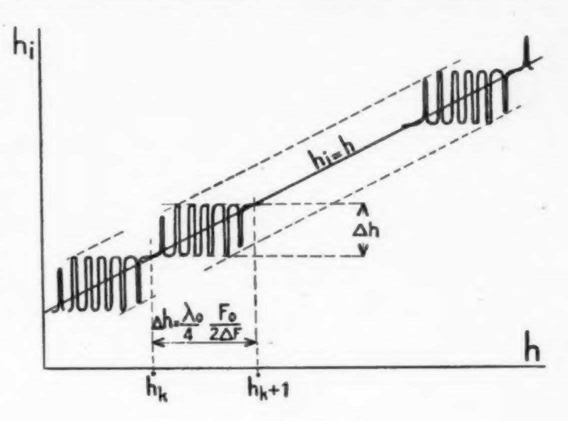
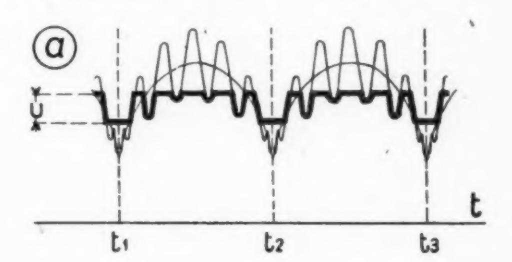


Fig. 16.

graduation correspondant à cette hauteur n'est donc défini qu'à Δh près.



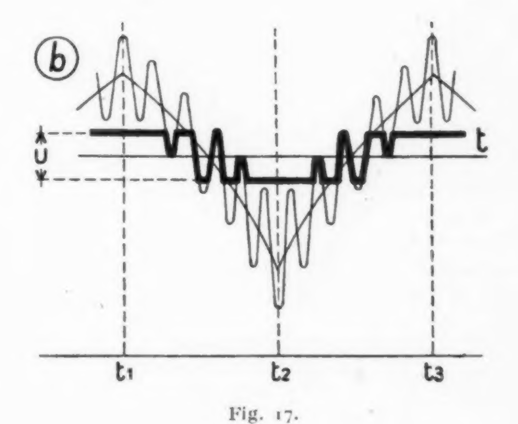


Fig. 17.

Nous avons vu que la fréquence de signal enregistrée était nécessairement un multiple de la fréquence de modulation. La hauteur h_i indiquée

par l'appareil ne pourra donc jamais être inférieure à Δh.

Pour les hauteurs h inférieures à Δh, h_i serait égal à Δh ou $2\,\Delta h$ suivant la valeur de ψ_1. De plus, l'amplitude du signal se trouvant réduite du fait que sa période est supérieure à celle de la modulation (*fig.* 17), l'amplitude relative des brouillages de fréquence supérieure serait augmentée et h_i pourrait être supérieur à $2\,\Delta h$.

2.6. Conclusions.

De l'étude qui précède, nous pourrons dégager les caractéristiques à adopter pour assurer la précision et la stabilité des indications données par l'appareil.

Stabilité. — Reprenons l'équation (12) paragraphe 2.4, donnant la valeur du courant traversant l'indicateur

$$I = \frac{4h}{v} f_m \,|\, F_2 - F_1 \,|\, CU,$$

$F_2 - F_1$ et C étant supposés constants, la stabilité de I pour une hauteur h donnée dépend de la stabilité de f_m et de U.

La stabilité de la fréquence de modulation f_m peut être obtenue de différentes façons, suivant le procédé utilisé pour produire la modulation de fréquence.

Quant à la stabilité de U (double amplitude du signal rectangulaire), elle est obtenue simplement en maintenant constante la tension d'alimentation d'anode de la lampe limiteuse.

Précision. — On a vu, au paragraphe 2.4, que $\Delta t = \frac{2h}{v}$ devait être négligeable devant la période T de modulation en fréquence. Δt étant déterminé par la hauteur maximum à mesurer, on devra donc choisir T aussi grand que possible, c'est-à-dire la fréquence de modulation f_m aussi faible que possible.

Néanmoins, le choix de f_m doit être guidé par les considérations suivantes :

La fréquence moyenne du signal est donnée par l'équation (7), paragraphe 2.4,

$$f = |\, F_2 - F_1 \,|\, \frac{4h}{v} f_m.$$

Cette expression peut encore s'écrire

$$f = f_m \frac{4h}{\lambda_0} \frac{2\,\Delta F}{F_0},$$

On voit que, toutes choses égales par ailleurs, toute diminution de f_m entraînera une diminution de la fréquence du signal dans le même rapport.

Or, la fréquence minimum du signal utilisable doit avoir une valeur suffisante pour permettre une réponse rapide de l'indicateur.

D'autre part, $\frac{2\,\Delta F}{F_0}$ ne peut prendre une valeur très élevée sans risquer de donner une importance excessive à la modulation d'amplitude.

On pourra donc réduire f_m en diminuant simultanément λ_0.

L'adoption d'une faible longueur d'onde sera donc favorable à l'obtention de la condition désirée.

Erreur systématique. — Cette erreur est donnée par l'équation (18), paragraphe 2.5,

$$\Delta h = \frac{\lambda_0}{4} \frac{F_0}{2\,\Delta F}.$$

Ici encore, $\frac{F_0}{2\,\Delta F}$ étant limité comme on vient de le voir, l'adoption d'une faible longueur d'onde sera favorable à la réduction de cette erreur.

Hauteur minimum. — La hauteur minimum indiquée ne pouvant pas être inférieure à Δh, cette hauteur pourra encore être réduite par une diminution de λ_0.

On voit que le fonctionnement de l'appareil sera d'autant plus correct que la longueur d'onde utilisée sera plus courte. En fait, l'adoption officielle des ondes décimétriques pour les radio-sondeurs est tout à fait favorable au fonctionnement correct de ces appareils.

La tendance actuelle d'utiliser les ondes centimétriques ne peut que permettre l'amélioration des performances.

3. Description du sondeur S. F. R. « Aviasol ».

L'étude du sondeur S. F. R. « Aviasol » a été entreprise quelques mois après la Libération et a été conduite pour répondre à des besoins particuliers.

L'aviation française, appauvrie par la guerre et par l'occupation, ne disposait que de quelques sondeurs F U G 101 A provenant de prises de guerre.

Certains avions étaient préparés pour recevoir ces appareils, mais les stocks insuffisants n'en permettaient pas l'équipement.

Le problème à résoudre était donc de réaliser un sondeur pouvant remplacer le sondeur F U G 101 A mais ayant des performances supérieures : augmentation de la gamme d'utilisation portée de 750 à 1500 m; suppression de la nécessité de réglage en cours de vol; simplification des circuits.

Ces conditions ont imposé une réalisation particulière du matériel.

L'émetteur et le récepteur constituent deux unités amovibles comportant également les antennes et qui se placent à l'intérieur de coffrets encastrés dans la partie inférieure de l'aile. L'indicateur se monte sur le tableau de bord.

Les différentes tensions nécessaires au fonctionnement de l'ensemble, à l'exclusion de la tension de chauffage des lampes prise directement sur le réseau de bord, sont fournies par une unité d'alimentation placée en un point quelconque de l'avion. Ces différents éléments sont représentés figure 18, sur laquelle on voit, à droite et à gauche, l'émetteur et le récepteur, au milieu l'unité d'alimentation et l'indicateur.

La fréquence moyenne d'émission est d'environ 375 Mc ($\lambda = 80$ cm). Les limites de variation de fréquence sont de 38 Mc et 7,6 Mc. Il est, en effet, nécessaire d'avoir deux valeurs pour les raisons suivantes :

Supposons que la variation de fréquence soit de 38 Mc. La gamme d'utilisation du sondeur étant 0-1500 m, la fréquence de signal f s'étend jusqu'à 100 000 p/sec.

Il est indispensable, en outre, d'avoir une marge de sécurité, c'est-à-dire de maintenir l'aiguille de l'indicateur bloquée à 1500 m lorsque l'avion vole à une hauteur supérieure, jusqu'à 2500 m par exemple. Une retombée de l'aiguille pourrait, en effet, induire le pilote en erreur. Ceci impose la nécessité d'établir un récepteur ayant une gamme

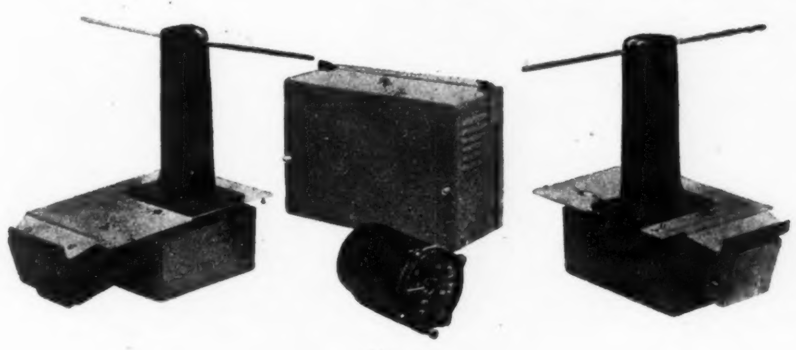


Fig. 18.

de mesure s'étendant jusqu'à 160 000 p/sec, condition très difficile à réaliser.

De plus, il est nécessaire de pouvoir faire les lectures sur l'indicateur, avec précision, pour les faibles altitudes. Une échelle graduée de 0 à 1500 m ne le permettrait pas.

On a donc été conduit à limiter la gamme de hauteur à 300 m, ce qui correspond à un signal f de 20 250 p/sec et avec la marge de sécurité nécessaire 35 000 p/sec.

La mesure des hauteurs jusqu'à 1500 m est obtenue par l'utilisation d'une deuxième valeur, 7,6 Mc de la variation de fréquence, cette valeur étant, avec la première, 38 Mc dans le même rapport 5 que les hauteurs maxima. Dans ces conditions les fréquences de signal et, par suite, la bande passante du récepteur sont les mêmes que pour les altitudes jusqu'à 300 m.

La gamme totale de l'appareil est donc couverte en deux sous-gammes allant respectivement jusqu'à 300 et 1500 m et correspondant à des variations de fréquence à l'émission de 38 et 7,6 Mc.

La modulation de fréquence de l'émetteur est obtenue (§ 3.2) par rotation du condensateur d'accord du circuit oscillant, qui doit avoir deux valeurs différentes pour correspondre aux deux valeurs de modulation définies ci-dessus.

Le condensateur est, en réalité, constitué par deux condensateurs de capacités convenables, mis en service, au choix de l'opérateur, par inversion du sens de rotation.

Les antennes sont du type demi-onde, supportées par des mâts en matière moulée de forme aérodynamique, qui les maintiennent à une distance de $\frac{\lambda}{4}$ au-dessous de la surface portante de l'aile constituant le réflecteur.

Afin de réduire l'effet de la modulation d'amplitude, ces antennes sont construites pour résonner respectivement sur les longueurs d'onde correspondant aux extrémités de l'exploration de fréquence.

Nous avons vu, dans le Chapitre II, que les conditions nécessaires pour assurer le fonctionnement correct du sondeur sont, entre autres, la constance

de la tension V d'alimentation anodique de la lampe limiteuse du récepteur, et de la fréquence de modulation f_m de l'émetteur.

La première de ces conditions est remplie par la stabilisation de la haute tension d'alimentation.

Pour satisfaire la deuxième condition, il est nécessaire que le condensateur d'accord du circuit oscillant tourne à vitesse constante. A cet effet, il est entraîné par un moteur triphasé asynchrone synchronisé 133 p/sec dont la fréquence d'alimentation est stabilisée [7].

Il est utile, en outre, de pouvoir contrôler en vol le fonctionnement général de l'équipement. Le contrôle est effectué en modulant l'émetteur en amplitude par une fréquence de 2000 p/sec provenant d'un alternateur calé sur l'axe du condensateur tournant. On doit obtenir sur l'indicateur une déviation déterminée de l'aiguille.

3.1 Unité d'alimentation.

L'unité d'alimentation se présente sous la forme d'un socle en alliage léger supportant les différents organes : convertisseurs, self et condensateurs de filtrage, etc. Le convertisseur est monté sur amortisseurs. L'ensemble est recouvert d'un capot de protection muni d'auvents d'aération.

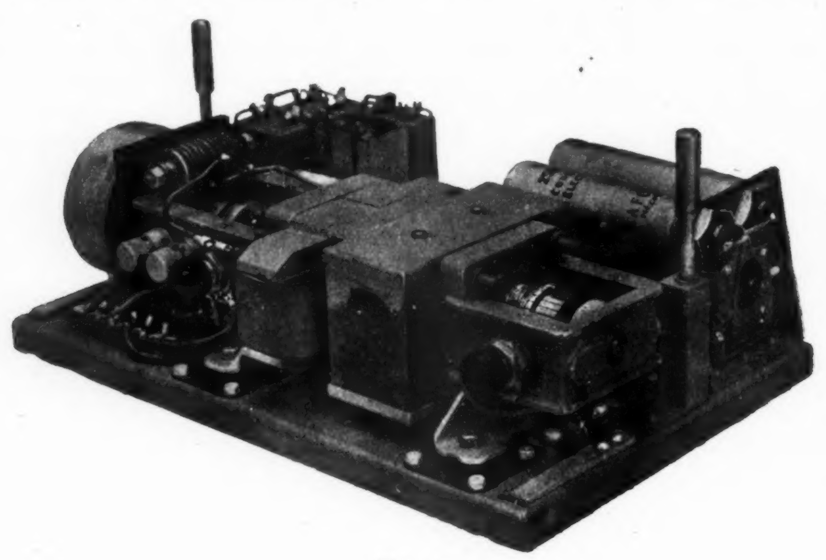


Fig. 19.

L'unité est facilement amovible. Elle est fixée par accrochage sur un cadre-support solidaire de l'avion. Un système de verrouillage simple la maintient en position. Les connexions avec le câblage général sont établies automatiquement par fiche de raccordement. La figure 19 donne une vue de l'unité d'alimentation dépourvue de son capot.

Le convertisseur rotatif « composit » alimenté par le réseau de bord continu 24 V fournit les tensions suivantes :

220 V courant continu pour l'alimentation en haute tension de l'émetteur et du récepteur;

16 V 133 p/sec triphasé pour l'entraînement du moteur asynchrone synchronisé de l'émetteur.

Le convertisseur est muni, en bout d'arbre, d'un régulateur à force centrifuge qui, agissant sur l'enroulement d'excitation, maintient la vitesse constante à ± 3 ‰, et par suite, assure la constance des tensions et fréquences ci-dessus.

La polarisation du récepteur est obtenue par une chute de tension dans une résistance en série dans le retour haute tension.

Des filtres et dispositifs antiparasites sont prévus sur les différents circuits.

3.2. Émetteur.

L'émetteur se présente sous la forme d'un socle en matière moulée supportant les différents organes, et recouvert d'un capot protecteur.

La figure 20 donne le schéma de principe.

L'énergie haute fréquence est produite par un oscillateur à triode. Le circuit oscillant est constitué par une ligne bifilaire fermée sur le condensateur tournant assurant la modulation de fréquence.

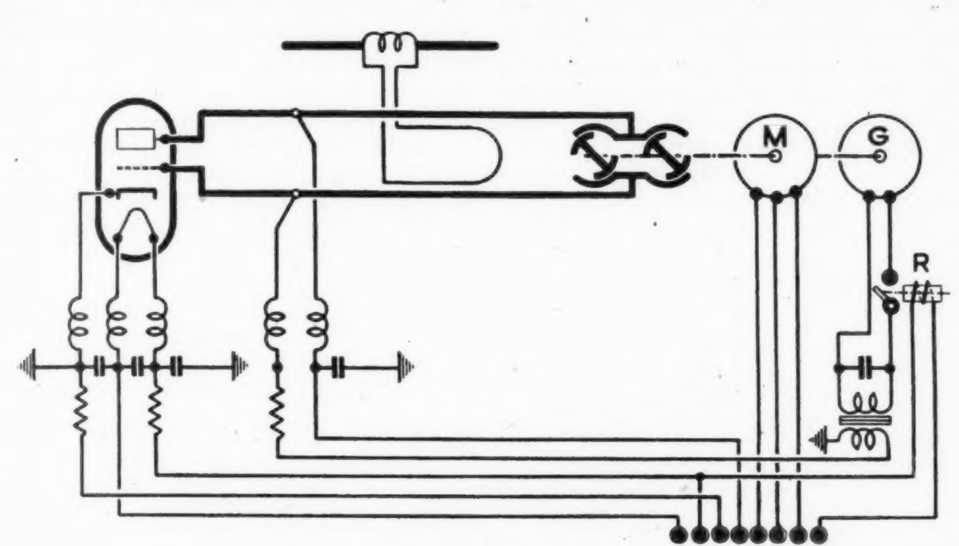


Fig. 20.

L'énergie, prélevée au circuit oscillant par une boucle de couplage, est transmise à l'antenne par un feeder bifilaire.

On peut voir, sur le schéma, le moteur triphasé d'entraînement *M* et l'alternateur *G* à 2000 p/sec. Cet alternateur est, normalement, à circuit ouvert. Lorsqu'on désire vérifier le fonctionnement du sondeur, un relai *R*, actionné depuis l'indicateur, fait débiter cet alternateur par l'intermédiaire d'un transformateur d'adaptation dans le circuit

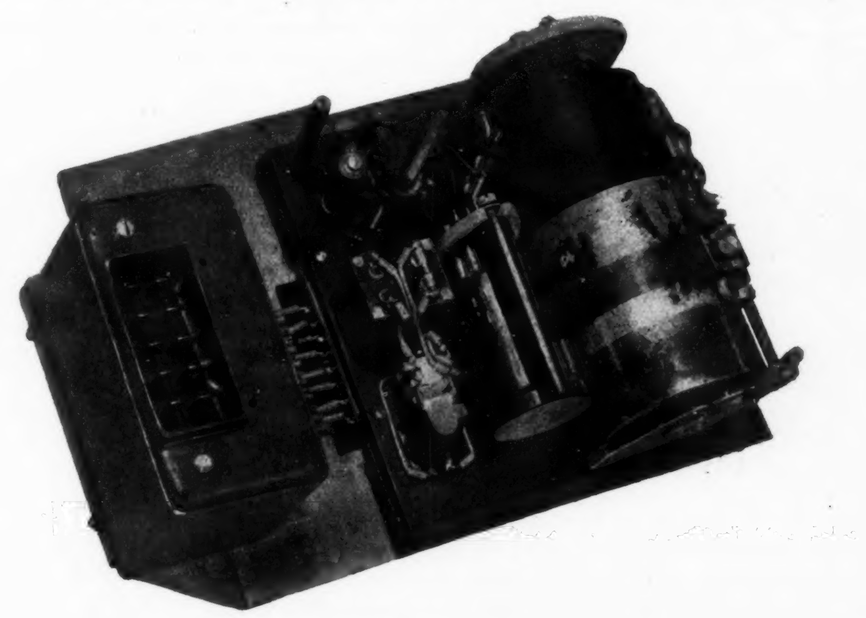


Fig. 21.

grille de la triode, modulant ainsi en amplitude l'onde émise.

La figure 21 représente une photographie de l'émetteur, capot enlevé. A gauche se trouve la fiche de raccordement surélevée; tous les organes de découplage sont situés sous la fiche et protégés par un boîtier. Cet ensemble est fixé à une platine qui porte également le mât d'antenne.

Le socle de l'émetteur proprement dit est supporté par trois amortisseurs en caoutchouc. Sur la partie avant du socle, on voit la lampe oscillatrice du type G. 08 O. T. C. Des broches grille et anode partent les deux fils de la ligne qui aboutissent au condensateur variable situé à l'arrière-plan et entraîné par le moteur triphasé fixé au socle par collier de serrage. Le condensateur tournant est formé d'une partie cylindrique en stéatite argentée à l'intérieur suivant deux secteurs de 90° diamétralement opposés. Le rotor est constitué de deux parties cylindriques permettant, l'une la variation de fréquence de 7,6 Mc; les deux ensemble, la variation de 38 Mc. Ces deux rotors sont munis d'un système de cliquets tels, que lorsque le moteur tourne dans un sens, un seul des rotors se trouve entraîné, et lorsque le moteur tourne en sens inverse, les deux rotors sont entraînés. Le renversement du sens de marche est commandé à distance depuis l'indicateur par inversion de deux phases.

La puissance H. F. rayonnée est d'environ 1,5 W.

3.3. Récepteur.

Le récepteur se présente sous la forme d'un châssis en alliage léger, supportant les lampes et les différents organes, et recouvert d'un capot protecteur.

La figure 22 donne le schéma de principe.

Fig. 22.

L'étude du récepteur a été conduite dans le sens de la réduction du poids et de l'encombrement, de la simplification des circuits et de la facilité de l'entretien par une grande accessibilité aux différents organes.

Le nombre de lampes a été réduit à quatre, ce qui permet de chauffer les filaments en série sur le réseau de bord de 24 V sans consommation supplémentaire d'énergie.

Un seul type de lampe miniature 6 F. 12 a été adopté dans le but de faciliter la constitution des stocks de rechange.

La tension H. F. provenant de l'antenne est détectée par deux redresseurs secs du type CV 102 montés en doubleur de tension. La tension de signal B. F. recueillie est appliquée à la grille de la première lampe.

Les deux premières lampes sont utilisées en amplificatrices à courbe de réponse commandée, la troisième lampe en amplificatrice à gain constant et la quatrième en limiteuse d'amplitude fournissant les signaux rectangulaires au fréquencemètre.

Le principe de l'amplificateur à courbe de réponse commandée est basé sur les propriétés de la contre-réaction [8], [9].

On sait que le gain d'un amplificateur à contre-réaction est donné par l'expression générale

$$\mu = \frac{A}{1-AB}, \qquad (22)$$

dans laquelle A représente le gain de l'amplificateur sans contre-réaction et B le gain du réseau de contre-réaction.

Le réseau de contre-réaction (*fig.* 22) est constitué

par une résistance R_1 insérée dans le circuit de cathode de la lampe L_2, une résistance R_2 et un condensateur C aux bornes duquel est prélevée la tension de contre-réaction injectée à l'entrée de l'amplificateur. Le gain B de ce réseau est de la forme

$$B = \frac{B_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}},$$

ω_0 étant égal à l'inverse de la constante de temps du réseau.

Si l'on admet que ω est toujours grand devant ω_0, l'expression ci-dessus peut s'écrire

$$B = -jB_0\frac{\omega_0}{\omega},$$

et l'expression (22) devient, en tenant compte du déphasage de π de AB_0

$$(23) \qquad \mu = \frac{A}{1 - jAB_0\frac{\omega_0}{\omega}}.$$

Lorsque ω diminue, le produit $AB_0\frac{\omega_0}{\omega}$ devient très grand devant l'unité et l'expression de μ tend vers la valeur

$$(24) \qquad \mu = \frac{j}{B_0}\frac{\omega}{\omega_0}.$$

La variation du module de μ en fonction de la fréquence tend alors vers une droite ayant un coefficient angulaire positif de 6 db par octave.

Lorsque ω augmente, le produit $AB_0\frac{\omega_0}{\omega}$ devient négligeable devant l'unité et μ tend vers A. Si donc A est indépendant de la fréquence dans la bande utile, la variation de $|\mu|$ en fonction de la fréquence peut être représentée par une courbe asymptotique à une droite d'équation

$$\mu = \frac{1}{B_0}\frac{\omega}{\omega_0},$$

et à une horizontale d'ordonnée A (courbe I, *fig.* 23). Au point d'intersection de ces deux droites, on a

$$AB_0\frac{\omega_0}{\omega} = 1 \qquad \text{et} \qquad \mu = \frac{A}{1-j},$$

d'où

$$|\mu| = \frac{A}{\sqrt{2}}.$$

Le gain, pour la fréquence correspondante, est donc inférieur à A de 3 db.

Si maintenant on donne à A des valeurs plus faibles A_1, A_2 par exemple, on obtient respectivement les courbes II et III de la figure auxquelles on peut faire correspondre les fréquences de signal f_1 et f_2 inférieures à f_0.

La modification du gain A nécessaire pour passer d'une courbe à l'autre est obtenue en appliquant une tension négative, fonction de la fréquence du signal, aux grilles de commande des lampes L_1 et L_2.

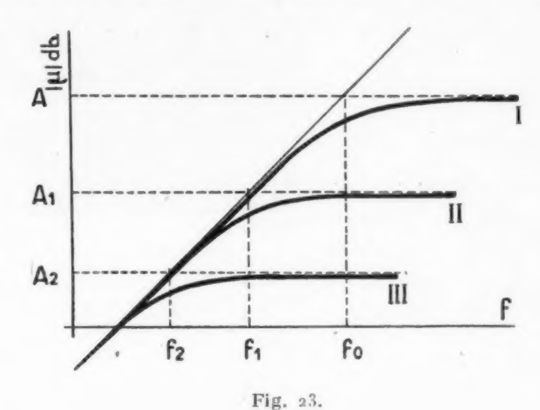


Fig. 23.

Cette tension négative est obtenue, à partir des signaux rectangulaires fournis par la lampe limiteuse, par l'intermédiaire d'un réseau résistance-capacité et d'un redresseur sec.

Le réseau résistance-capacité est établi de telle sorte que la tension continue de commande varie, en sens inverse de la fréquence, suivant une loi telle, qu'à chaque fréquence de signal corresponde la courbe de réponse convenable.

La photographie (*fig.* 24) montre le récepteur démuni de son capot.

Le châssis constituant le récepteur proprement dit est fixé, par l'intermédiaire de trois amortisseurs, à une platine supportant, d'autre part, le mât d'antenne et la fiche de raccordement. La photographie montre l'accessibilité aux lampes et aux différents organes.

3.4. **Indicateur.**

L'indicateur est représenté sur la photographie (*fig.* 25) sur laquelle on voit, à l'avant, la manette de changement d'échelle commandant l'inversion du sens de rotation du moteur de l'émetteur.

Afin d'éviter au pilote la nécessité de tenir compte du coefficient de lecture de l'échelle utilisée, la manette de changement d'échelle commande la permutation des chiffres de la graduation qui apparaissent derrière des fenêtres percées dans le cadran. Pour faciliter les lectures aux basses altitudes, où

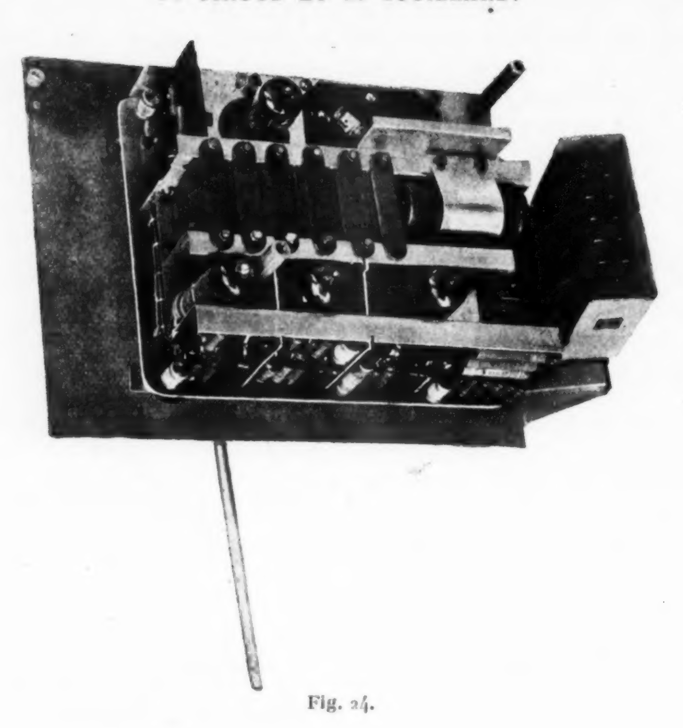


Fig. 24.

l'utilisation du sondeur est la plus importante, l'échelle est fortement dilatée entre 0 et 100 m.

Sur le même axe que la manette se trouve une tirette commandant le relais de modulation d'amplitude pour le contrôle du fonctionnement.



Fig. 25.

La graduation et les chiffres du cadran sont exécutés en peinture luminescente. L'aiguille est recouverte de peinture luminescente.

L'indicateur est connecté à l'installation par l'intermédiaire d'une fiche de raccordement située à l'arrière.

4. Installation.

Deux parties sont à distinguer dans l'installation : le matériel fixé à demeure sur l'avion et le matériel amovible.

4.1. Matériel fixé à demeure.

Ce matériel comprend :

Le coffret d'aile récepteur,
Le coffret d'aile émetteur,
Le cadre support d'alimentation,
Le câblage.

Les deux coffrets d'ailes ont des dimensions identiques, et sont conformes à la figure 26. Ils sont destinés à être encastrés dans l'épaisseur de l'aile et fixés par des vis passant dans les trous de la collerette. Une porte à charnière permet d'obturer l'ouverture ainsi pratiquée; elle est fermée par deux vis et un joint de caoutchouc assure l'étanchéité.

Le coffret contient la fiche de raccordement à l'émetteur ou au récepteur et des presse-étoupe pour le passage des câbles.

Sur la porte on voit deux petits crochets destinés à recevoir l'émetteur ou le récepteur dont la fixation est assurée simplement par deux vis; une petite

ouverture, obturée normalement par un volet, donne passage au mât d'antenne qui, ainsi que nous l'avons vu plus haut, fait corps avec l'émetteur ou le récepteur.

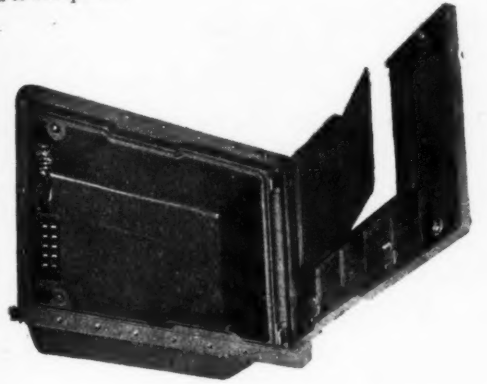


Fig. 26.

Les deux coffrets doivent être placés sur la surface portante de l'aile de telle façon que les antennes soient parallèles et distantes de 1,50 m environ. Un léger décallage d'une antenne par rapport à l'autre en avant ou en arrière est admissible.

Le cadre support d'alimentation (*fig.* 27) en alliage léger est fixé par vis ou boulons en un point quelconque de l'avion. A la partie supérieure,

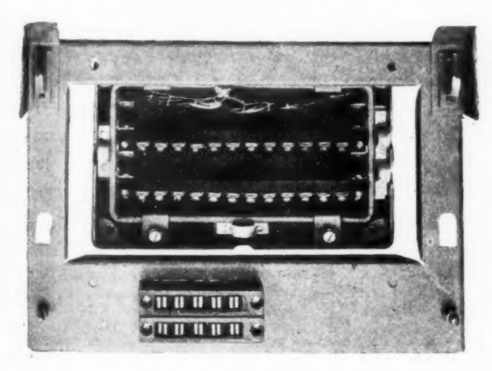


Fig. 27.

deux crochets sont destinés à recevoir l'unité d'alimentation proprement dite, qui est maintenue en position par deux verrous s'engageant dans les boutonnières visibles à droite et à gauche de la photographie.

A la partie inférieure se trouve la fiche de raccordement de l'alimentation.

Au centre, on voit les réglettes de raccordement sur lesquelles viennent se raccorder les divers câbles.

Le câblage est constitué par trois câbles multiples reliant les réglettes de raccordement au récepteur, à l'indicateur et au réseau de bord, et un câble multiple reliant le récepteur et l'émetteur.

4.2. Matériel amovible.

Ce matériel comprend :

Le récepteur,
L'émetteur,
L'unité d'alimentation,
L'indicateur.

Ces diverses unités ont été décrites en détail dans le Chapitre III.

L'installation en est extrêmement simple.

Pour la mise en place de l'émetteur et du récepteur, il suffit d'ouvrir les portes des coffrets, de rabattre les petits volets, d'accrocher les unités sur les portes en les verrouillant par deux vis (*fig.* 28)

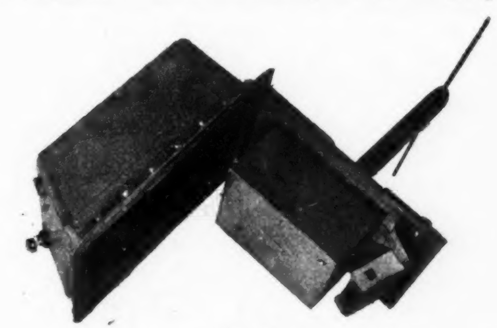


Fig. 28.

et de refermer les portes. Les connexions s'établissent automatiquement.

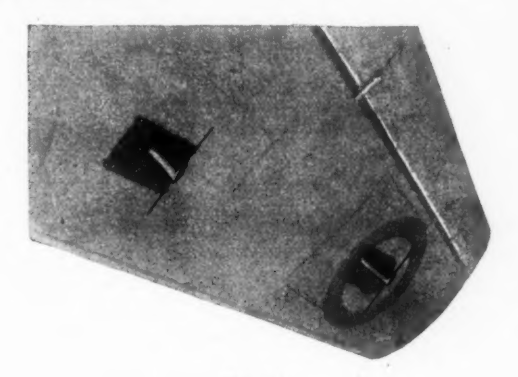


Fig. 29.

La figure 29 représente une aile d'avion équipée de l'émetteur et du récepteur.

L'unité d'alimentation s'accroche sur le cadre et est bloquée en tournant les deux verrous.

L'indicateur est mis en place par l'arrière du tableau de bord sur lequel il est fixé par trois vis.

Le poids de l'ensemble du matériel est d'environ 10 kg.

La consommation est de 130 W maximum.

5. Caractéristiques et performances.

	Symbole.	ÉCHELLES.	
		300 m.	1 500 m.
Puissance H. F. rayonnée	P	1,5 W env.	1,5 W env.
Longueur d'onde moyenne	λ_0	80 cm	80 cm
Fréquence moyenne	F_0	375 Mc : s	375 Mc : s
Déviation de fréquence	ΔF	$\pm$ 19 Mc : s	$\pm$3,8 Mc : s
Fréquence de modulation	f_m	133 p : s	133 p : s
Période de modulation	T	$7,5.10^{-3}$ s	$7,5.10^{-3}$ s
Durée maximum de trajet de l'onde	Δt	2.10^{-6} s	10.10^{-6} s
Fréquence du signal par mètre de hauteur	$\frac{f}{h}$	67,5 p : s	13,5 p : s
Fréquence maximum du signal	f_{max}	20 250 p : s	20 250 p : s
Erreur systématique maximum	Δh	1,97 m	9,85 m
Marge de sécurité : L'aiguille reste bloquée jusqu'à :	–	1 000 m env.	3 000 m env.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] MATSUO, *Altimètre à lecture directe pour l'Aéronautique* (*Onde électrique*, juillet 1938).

[2] MATSUO, *A direct reading Radio-Wave-réflection-type absolute altimeter for Aéronautics* (*P.I.R.E.*, july 1938).

[3] *Electronics*, january 1939.

[4] *F. M.*, *Radar altimeter* (*Electronics*, april 1946).

[5] SANDRETTO, *Principles of Aeronautical Radio Engineering*, 1942, p. 214 à 224.

[6] P. BESSON, *La modulation de fréquence* (*Onde électrique*, janvier 1946).

[7] Demande de Brevet français n° provisoire 505.831 au nom de la Société Française Radioélectrique (Invention P. GIROUD), déposée le 15 novembre 1945.

[8] Demande de Brevet français n° provisoire 510.133 au nom de la Société Française Radioélectrique (Invention L. COUILLARD), déposée le 12 février 1946.

[9] Demande de Brevet français n° provisoire 510.204 au nom de la Société Française Radioélectrique (Invention L. COUILLARD), déposé le 13 février 1946.

DÉFINITION ET MESURES DES COEFFICIENTS DE RÉFLEXION DANS LES GUIDES

PAR JEAN ORTUSI,

Ancien Élève de l'École Polytechnique, Docteur ès sciences.
Ingénieur au Laboratoire de Recherches Physiques de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *Dans cet article, l'auteur définit, pour un type d'onde guidée, le coefficient de réflexion, le coefficient de transmission et l'impédance apparente, et fournit les grandeurs caractéristiques de ces quantités; la théorie générale des ondes guidées conduisant à la notion de coefficient de réflexion sera établie dans un article qui paraîtra dans un numéro suivant. Dans la deuxième partie, l'auteur fournit deux procédés de mesure des coefficients de réflexion, d'une part par une méthode directe, d'autre part par une méthode de zéro très précise. Dans ce dernier cas, l'auteur montre qu'on peut arriver à mesurer les surtensions les plus élevées que l'on puisse réaliser, cette démonstration étant précédée d'un court exposé de la théorie des résonateurs. Avec l'appareil réalisé d'après ces indications, les expériences sont en concordance parfaite avec la théorie.*

Un guide d'onde est constitué par un milieu diélectrique, en général de l'air, entouré par une enveloppe conductrice présentant la forme d'un cylindre droit à section constante. Dans ce guide peuvent se propager divers types d'ondes dont les caractéristiques dépendent de la forme et des dimensions de la section droite. Ces formes d'ondes sont établies pour des guides indéfinis. Mais, en pratique, la longueur de ces derniers est forcément limitée. Il se produit alors des réflexions, qui se traduisent par l'existence de deux ondes se propageant dans des directions opposées.

Nous supposerons, par ailleurs, qu'un seul type d'onde peut circuler dans le guide; alors l'onde réfléchie a forcément, à plus ou moins grande distance, la même nature que l'onde incidente.

Dans cet article, nous définirons de façon précise les conditions dans lesquelles ces réflexions peuvent être étudiées et nous apprendrons à mesurer leurs coefficients caractéristiques. Nous avons exécuté les expériences avec des guides à section rectangulaire de 50×160 cm de côté et une longueur d'onde de 23 cm; dans ce cas, seule l'onde H_{01} peut circuler dans le guide. Toutefois, les résultats obtenus sont valables pour n'importe quel type d'onde déterminé.

CHAPITRE I.

DÉFINITION DU COEFFICIENT DE RÉFLEXION.

1. Notions d' « obstacle » dans un guide.

On appelle « obstacle » dans un guide, toute cause de perturbation dans la propagation des ondes.

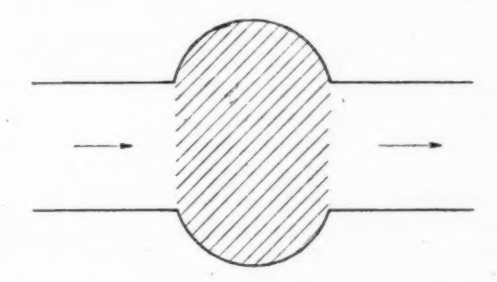


Fig. 1.

Un obstacle est dit terminal lorsqu'il est placé en bout d'un guide.

Il est dit intercalé lorsqu'il est précédé et suivi de deux portions de guide indéfini (*fig.* 1).

Un obstacle est dit actif lorsqu'il contient des corps présentant une résistance ohmique suffisante ou qu'il rayonne de l'énergie à l'extérieur des guides précités. Il est dit passif lorsqu'il ne contient que des corps parfaitement conducteurs et aucune ouverture rayonnant à l'extérieur des guides.

Caractéristiques d'un obstacle. — Les caractéristiques d'un obstacle sont le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission dans le cas d'un obstacle intercalé.

1° *Le coefficient de réflexion*, par rapport à un plan déterminé Π lié à l'obstacle, est le rapport des amplitudes complexes des champs électriques ou magnétiques de l'onde réfléchie et de l'onde incidente mesurées par rapport à ce plan (*fig.* 2).

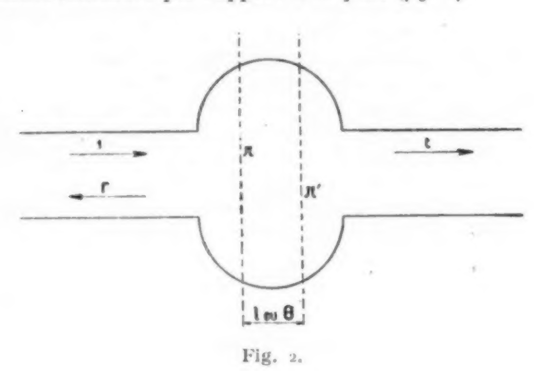


Fig. 2.

Soit $r = r_0 e^{i\varphi}$ ce coefficient. Il est facile de voir que le coefficient de réflexion, par rapport à un plan Π' distant de l'angle électrique $\theta = \frac{2\pi l}{\lambda}$ du plan Π (λ, longueur d'onde dans le guide), est égal à $r' = re^{-2i\theta}$.

Ce coefficient est lié à l'impédance apparente de l'obstacle. Celle-ci est, en un point du plan de référence, le rapport constant entre l'amplitude du champ électrique vrai et l'amplitude du champ magnétique vrai.

La théorie générale des ondes guidées, que nous établirons dans un prochain article, montre que l'obstacle est équivalent, du point de vue du coefficient de réflexion, à une impédance égale à l'impédance apparente, placée en bout d'une ligne électrique terminée au plan Π, et donnée par la formule

$$Z = Z_c \frac{1+r}{1+r}. \tag{1}$$

2° *Le coefficient de transmission* d'un obstacle intercalé est le rapport entre les amplitudes complexes des champs électriques ou magnétiques de l'onde transmise et de l'onde incidente. Ce coefficient $t = t_0 e^{-i\psi}$ est indépendant de la position du plan de référence Π, puisque les deux ondes se propagent dans la même direction.

2. Expression fondamentale des coefficients de réflexion et de transmission.

Cette expression découle de l'application de deux théorèmes que nous allons rappeler ci-dessous :

Théorème de réciprocité ([1]). — Considérons un obstacle O, actif ou passif, intercalé dans un guide (*fig.* 3). Soit t_1 le coefficient de transmission d'une

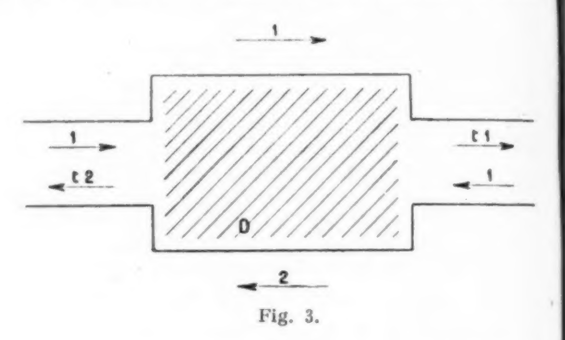


Fig. 3.

onde incidente provenant du sens 1 et t_2 le coefficient de transmission d'une onde incidente provenant du sens 2. Le théorème de réciprocité démontre que $t_1 = t_2$.

Théorème de conservation de l'énergie (*fig.* 4). — Dans le cas des obstacles passifs, le théorème de

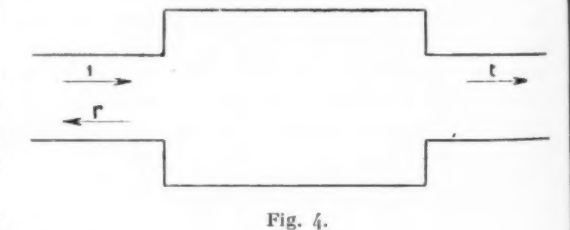


Fig. 4.

conservation de l'énergie fournit une relation évidente entre r et t. On a

$$r_0^2 + t_0^2 = 1.$$

Il en résulte, par application de ces deux théorèmes, que dans le cas des deux ondes circulant dans les sens 1 et 2 déjà indiqués, les modules $|r_1|$ et $|r_2|$ des coefficients de réflexion sont égaux.

([1]) Voir *C. R. Acad. Sc.*, t. 217, décembre 1943, p. 677-679.

Plan de symétrie électromagnétique d'un obstacle passif intercalé (fig. 5). — Nous avons vu que, si

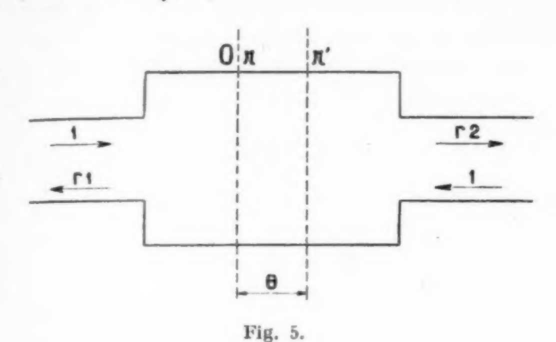


Fig. 5.

nous changeons le plan de référence d'un obstacle, le coefficient

$$r_1 = r_0\, e^{i\varphi_1}$$

prend la nouvelle valeur

$$r'_1 = r_0\, e^{i(\varphi_1 - 2\theta)}.$$

Au contraire, le coefficient r_2 prend la valeur

$$r'_2 = r_0\, e^{i(\varphi_2 + 2\theta)}.$$

Considérons alors une position du plan P pour laquelle la relation

$$\varphi_1 - 2\theta = \varphi_2 + 2\theta$$

$\left(\text{obtenue pour } \theta = \dfrac{\varphi_1 - \varphi_2}{4}\right)$ est vérifiée.

Pour ce plan P de référence, les coefficients de réflexion r_1 et r_2 sont égaux. Ce plan est appelé plan de symétrie électromagnétique de l'obstacle. Il coïncide avec le plan de symétrie mécanique lorsque l'obstacle en possède un.

Expression des coefficients de transmission et de réflexion par rapport au plan de symétrie. — Considérons (*fig.* 6) les deux ondes définies précédemment

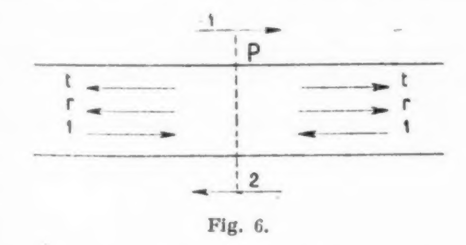


Fig. 6.

et soient r et t les coefficients de réflexion et de transmission communs.

Écrivons qu'à droite ou à gauche du plan P, les ondes progressives d'amplitude 1 et $r + t$ transportent la même énergie.

Nous obtenons la relation

$$|t + r| = 1,$$

cette relation s'appliquant également pour chaque onde incidente.

Les relations qui lient t et r sont donc les suivantes :

$$\begin{cases} |t|^2 + |r|^2 = 1, \\ |t + r| = 1, \end{cases}$$

c'est-à-dire

$$r_0^2 + t_0^2 = 1,$$

$$\psi - \varphi = \pm \frac{\pi}{2}.$$

Nous voyons que r et t sont en quadrature. Cette relation a lieu d'ailleurs également pour les obstacles intercalés actifs, pourvu toutefois que ces derniers soient symétriques. Il en résulte, si u désigne un angle compris entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$ et φ un angle quelconque, que nous pouvons écrire :

$$(2) \qquad \boxed{\begin{aligned} r &= \cos u\, e^{i\varphi}, \\ t &= i \sin u\, e^{i\varphi}. \end{aligned}}$$

Les angles u et φ constituent les coefficients caractéristiques d'un obstacle. L'angle u est appelé « angle de réflexion ». Il est nul pour un obstacle parfaitement réfléchissant et égal à $\pm 90°$ pour un obstacle n'introduisant pas de réflexion. L'angle φ représente l'argument du coefficient de réflexion. La position de l'obstacle dans le guide est fixée par la détermination de son plan de symétrie.

3. Interprétation géométrique des coefficients de réflexion.

La relation (1) peut aussi s'écrire :

$$(3) \qquad r = \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c}.$$

Elle est susceptible d'une interprétation géométrique. Soit, en effet, M l'affixe de l'impédance apparente Z dans le plan imaginaire et A et B les affixes des valeurs $+Z_c$ et $-Z_c$ (*fig.* 7). L'interprétation géométrique de la relation (3) est la suivante :

$$r_0 = \frac{\text{MA}}{\text{MB}},$$

$$\varphi = \widehat{\text{BMA}}.$$

On voit sous cette forme que les lignes de coordonnées $r_0 = \text{const.}$ et $\varphi = \text{const.}$ sont les deux

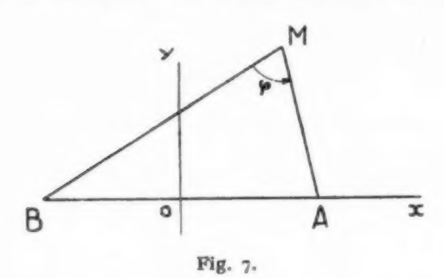


Fig. 7.

faisceaux de cercles orthogonaux admettant les points A et B d'une part comme points limites, d'autre part comme points communs (*fig.* 8).

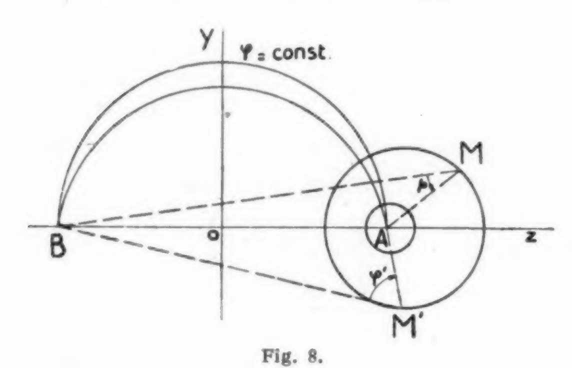


Fig. 8.

La formule $r' = re^{-2i\theta}$ relative à deux plans de référence distincts Π et Π' se traduit par les deux équations suivantes :

$$r'_0 = r_0,$$
$$\varphi' = \varphi - 2\theta.$$

L'interprétation géométrique de ces deux équations est évidente :

Le point représentatif M′ de l'impédance ramenée Z', relative au plan Π', doit être situé sur le cercle du premier faisceau correspondant à la même valeur r_0, c'est-à-dire passant par M. Il doit être sur l'arc de cercle du deuxième faisceau correspondant à l'angle $\varphi' = \varphi - 2\theta$. Le premier cercle constitue le lieu du point M′ lorsque θ varie.

Ces remarques sont très importantes dans l'étude des ondes guidées qui circulent dans les lignes électriques, pour lesquelles l'impédance apparente se confond, en bout de ligne, avec l'impédance vraie. Par analogie avec ce cas particulier, nous appellerons obstacles « selfiques » ceux pour lesquels le point représentatif de l'impédance apparente ramenée dans le plan de symétrie, se trouve au-dessus de l'axe Ox. Ils sont caractérisés par la condition $0 < \varphi < \pi$. Au contraire, les obstacles « capacitifs » sont caractérisés par la condition $\pi < \varphi < 2\pi$.

CHAPITRE II.

Mesure des coefficients de réflexion.

A. MÉTHODE GÉNÉRALE.

La méthode générale de détermination des coefficients de réflexion consiste à obtenir, au moyen d'un appareil de mesure de champ électrique, le taux d'ondes stationnaires formées avant l'obstacle.

1. Principe de la mesure. Description de l'appareil employé.

Le principe de la mesure est le suivant :

On fait tomber sur l'origine d'un cornet collecteur une onde à peu près plane et homogène provenant d'un émetteur d'ondes décimétriques. Celui-ci transforme cette onde en une onde H_{01} circulant dans un guide rectangulaire (*fig.* 9).

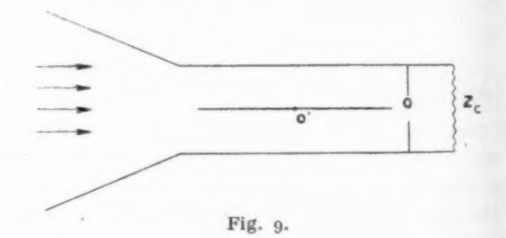


Fig. 9.

Cette onde se réfléchit sur l'obstacle O.

On mesure le champ en O′ au moyen d'un détecteur composé de deux fils, formant couple thermoélectrique, parallèles au champ électrique et réunis aux deux parois latérales du guide, d'un côté directement, de l'autre par l'intermédiaire d'un condensateur d'impédance négligeable devant celle du fil ([2]).

L'émetteur est constitué, soit par un magnétron couplé avec une cavité résonnante à forte surtension et rayonnant par un cornet électromagné-

([2]) Le principe de la mesure absolue d'un champ électrique au moyen d'un couple est exposé dans le numéro d'octobre 1945 des *Annales de la Radioélectricité*, dans l'article : « Diffraction et réflexion des ondes guidées, par Jean Ortusi, p. 92.

tique de 50 × 50 cm d'ouverture, soit par une antenne accordée, excitée par un tube à modulation de vitesse.

La figure 10 indique le schéma de l'appareil dont une photographie (*fig.* 11) est jointe au texte.

Le cornet récepteur a une ouverture de 60 × 50 cm.

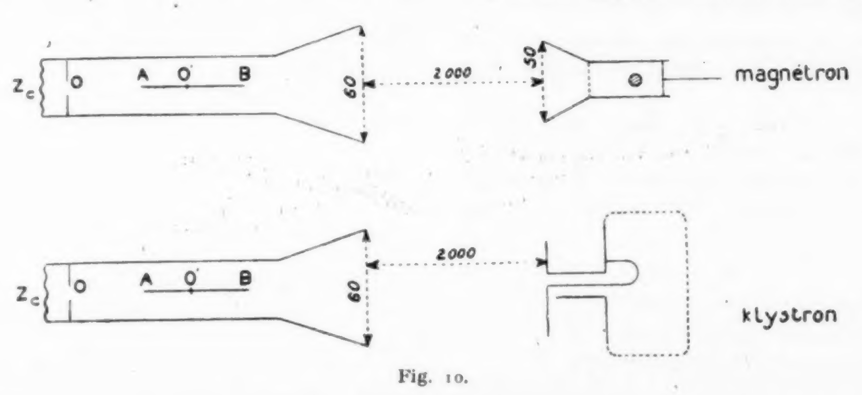


Fig. 10.

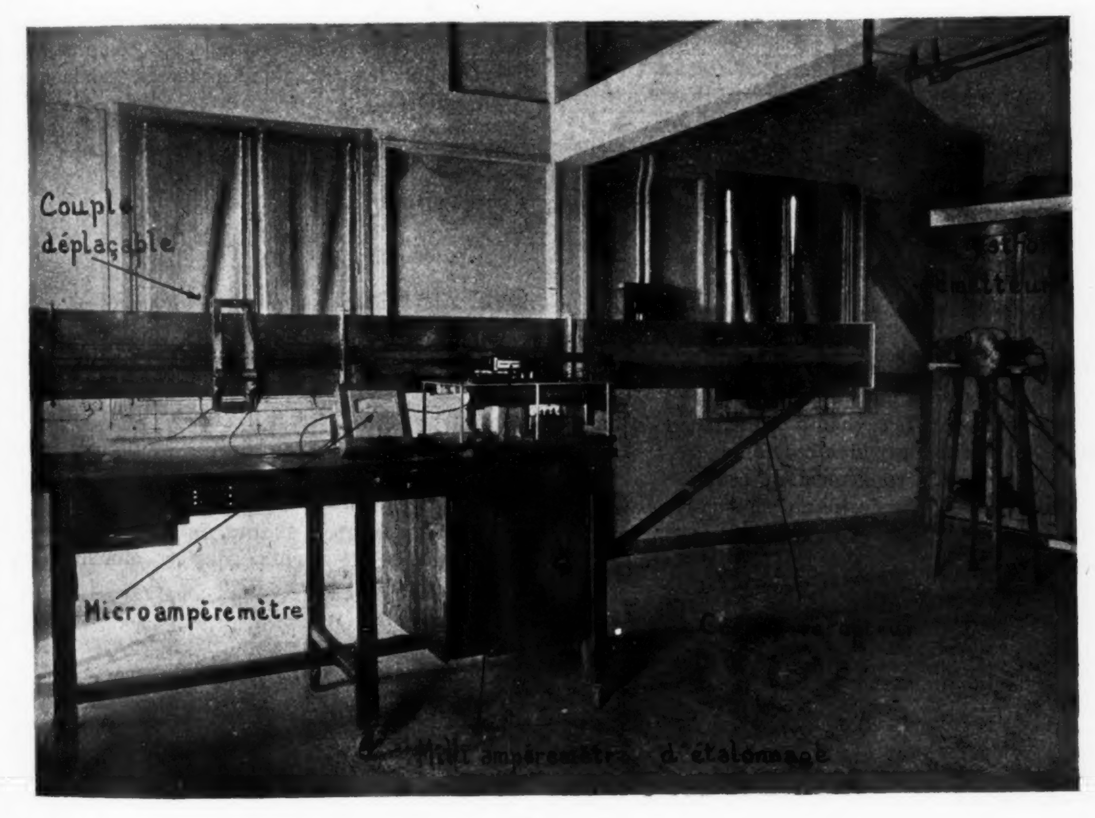


Fig. 11.

Il est placé à 2 m de l'émetteur. Les guides employés sont de 16 × 5 cm. Nous supposerons que le cornet récepteur réalise à peu près l'impédance caractéristique. L'expérience justifie cette approximation.

Le couple se déplace le long de l'axe. Il est porté par deux glissières coulissant dans deux fentes longitudinales. Divers dispositifs permettent de tenir la fente constamment fermée (ce qui n'est d'ailleurs

pas indispensable, la fente étant située dans une ligne nodale de courant transversal pour l'onde H_{01}) et de lire exactement la position du couple sur une échelle graduée.

Il est relié à un galvanomètre extérieur et il a été étalonné au préalable en courant alternatif de basse fréquence.

Les courbes relevées pour chaque série d'expériences donnent I_0 (courant alternatif d'étalonnage) en fonction de z, distance du point O′ à une origine fixe du guide. Ces courbes, dont la figure 12 indique

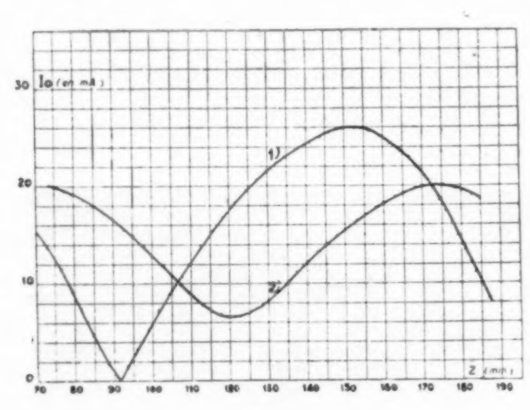


Fig. 12.

la forme générale, permettent de déterminer le coefficient de réflexion. La courbe (2) est la courbe de réflexion sur un obstacle composé d'une paroi conductrice placée dans le plan de O.

Désignons par E_0 le champ incident, par Z_0 l'impédance du fil dans un guide indéfini et par $r' = r'_0\, e^{i\varphi'}$ le coefficient de rayonnement du couple.

Soit d la distance du plan de l'obstacle O à l'origine fixe choisie et $r = r_0 e^{i\varphi}$ le coefficient de réflexion à mesurer.

On pose

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (k_z z \equiv \theta).$$

Le champ en O′ est donné par la relation

$$E = E_0[1 + r\, e^{-2ik_z(d+z)}].$$

L'impédance du fil est

$$Z = Z_0[1 + rr'\, e^{-2ik(d+z)}].$$

On a donc

$$I_0 = K\,\frac{1 + r\; e^{-2ik_z(d+z)}}{1 + rr'\, e^{-2ik_z(d+z)}}.$$

K est indépendant de z.

Pour simplifier l'expression, on choisit comme origine un point situé à un nombre entier de demi-ondes de l'obstacle O : $d = n\frac{\lambda}{2}$, ce point étant déterminé en remplaçant l'obstacle O par un plan conducteur.

Il correspond dans ce cas aux zéros de I_0.

On a alors

$$I_0^2 = K^2\,\frac{1 + r_0^2 - 2r_0\cos(2\theta - \varphi + \pi)}{1 + r_0^2 r_0'^2 - 2r_0 r'_0\cos(2\theta - \varphi + \pi - \varphi')},$$

θ étant la distance électrique entre O et O′.

1° Méthode approchée de la détermination r. — Une méthode approchée, valable surtout si r_0 est petit, consiste à négliger le terme r'_0 qui représente la réaction du couple dans la mesure et qui est d'ailleurs assez petit. On détermine alors les valeurs I_m et I_M minimum et maximum et la position z_1 (correspondant à l'angle θ_1), comptée positivement dans le sens de l'onde réfléchie, du minimum.

On a alors

$$I_m = K(1 - r_0), \qquad I_M = K(1 + r_0),$$

d'où l'équation

$$\frac{1 + r_0}{1 - r_0} = \frac{I_M}{I_m}$$

qui détermine r_0.

φ s'obtient en écrivant :

$$2\theta_1 - \varphi + \pi = 0,$$
$$\varphi = \pi + 2\theta_1.$$

Il est alors inutile, pour faire cette mesure approchée, de tracer la courbe.

2° Détermination exacte de r. — Le calcul de la dérivée de I_0^2 montre que le minimum est, en réalité, obtenu pour

$$2\theta - \varphi + \pi = -\frac{(1 - r^2)\, r'_0 \sin\varphi'}{1 - r'_0\cos\varphi(1 + r_0^2)}.$$

On opère alors par approximations successives.

On adopte pour r_0 la valeur approchée déjà trouvée.

φ prend, de ce fait, une valeur plus exacte donnée par la formule précédente.

On a ainsi, en prenant deux valeurs de θ,

$$\frac{1 + r_0^2 - 2r_0\cos(2\theta' - \varphi + \pi)}{1 + r_0^2 - 2r_0\cos(2\theta'' - \varphi + \pi)}$$
$$= \frac{I_0'^2}{I_0''^2}\,\frac{1 + r_0^2 r_0'^2 - 2r_0 r'_0\cos(2\theta' - \varphi + \pi - \varphi')}{1 + r_0^2 r_0'^2 - 2r_0 r'_0\cos(2\theta'' - \varphi + \pi - \varphi')}.$$

On résout cette équation du deuxième degré en r en remplaçant dans le second membre r_0 par sa valeur approchée et ainsi de suite.

On peut prendre pour θ' la valeur θ_1 minimum et pour θ'' la valeur annulant $\cos(2\theta'' - \varphi + \pi)$, à peu près à mi-chemin entre le maximum et le minimum.

Méthode de résolution graphique. — On peut, à partir des courbes donnant $I_0 = f(z)$, tracer les courbes

$$I_0^2 = f(u) \qquad \text{avec} \quad u = \cos(2\theta - \varphi + \pi).$$

Cette courbe (*fig.* 13) serait une droite s'il n'y avait pas le rayonnement du couple. On peut

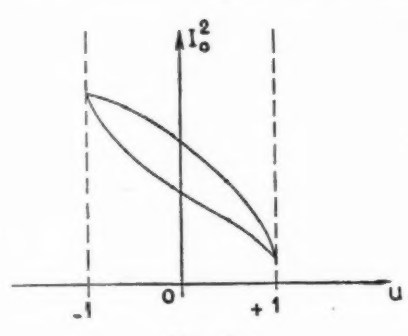


Fig. 13.

s'efforcer de tracer la droite théorique en prenant les milieux des points situés sur une même parallèle à l'axe des I_0^2 et en traçant la droite la plus proche de la courbe obtenue. Cette droite nous donne ensuite r_0 par les divers rapports :

$$\frac{1 + r_0}{1 - r_0}, \quad \text{ou} \quad \frac{\sqrt{1 + r_0^2}}{1 - r_0}, \quad \text{ou} \quad \frac{\sqrt{1 + r_0^2}}{1 + r_0}.$$

Détermination de r_0' *et* φ'. — Ces deux quantités peuvent être calculés théoriquement. On peut aussi les déterminer en mesurant la réflexion d'une onde H_{01} sur un fil analogue au couple.

L'expérience est en bon accord avec le calcul. En outre les courbes tracées en remplaçant les obstacles O par des plans conducteurs doivent s'identifier avec la courbe

$$I_0 = \frac{K \sin 2\theta}{\sqrt{1 + r_0'^2 - 2 r_0' \cos(2\theta - \varphi')}}$$

obtenue en faisant

$$r_0 = 1, \qquad \varphi = \pi.$$

On a tracé cette courbe pour les valeurs théoriques de r_0' et φ' du couple utilisé. Elle coïncide assez bien avec les courbes expérimentales.

B. MÉTHODE PARTICULIÈRE AUX OBSTACLES INTERCALÉS PASSIFS.

Dans le cas d'un obstacle intercalé passif, on peut aussi employer un tout autre procédé basé sur l'existence de nœuds de champ électrique lorsque le guide contenant l'obstacle est terminé par un piston conducteur.

Comme toutes les méthodes de zéro, ce procédé offre l'avantage d'être indépendant de l'étalonnage des appareils détecteurs et, dans une certaine mesure, des variations éventuelles d'amplitude de la source de production d'ondes décimétriques.

Nous allons développer les principes et la réalisation de l'appareil ainsi conçu.

1. Principe de la mesure.

Supposons qu'un guide dont on prendra, d'abord, la conductibilité infinie contienne l'obstacle intercalé passif O et soit terminé par un plan transversal conducteur.

Soit θ la distance électrique du plan conducteur au plan de symétrie électromagcétique de l'obstacle et θ' la distance électrique de ce dernier à l'origine O' à partir de laquelle on mesure les coefficients de réflexion (*fig.* 14).

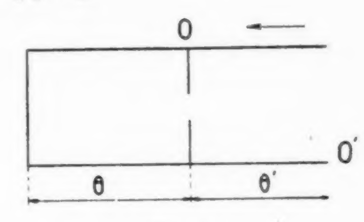


Fig. 14.

En désignant par R le coefficient de réflexion compté au niveau du plan O, le coefficient de réflexion en O' est

$$R' = R\, e^{-2i\theta'}.$$

Le calcul de R est le calcul du coefficient de réflexion de deux obstacles : l'un égal à r (obstacle à mesurer), l'autre égal à $r' = -1$. On sait que le coefficient de réflexion total est donné par la formule (³)

$$(1) \qquad R = r + \frac{t^2 r' e^{-2i\theta}}{1 - r r' e^{-2i\theta}}.$$

(³) Voir *Annales de Radioélectricité*, octobre 1945, p. 127.

En remplaçant r et t par leurs valeurs tirées des formules (2) du Chapitre I, on trouve

$$R = \frac{\cos u\, e^{i\varphi} + e^{2i(\varphi-\theta)}}{1 + \cos u\, e^{i(\varphi-2\theta)}};$$

en mettant $e^{2i(\varphi-\theta)}$ en facteur, on obtient

$$(1') \qquad R = e^{2i(\varphi-\theta)} \frac{1 + \cos u\, e^{-i(\varphi-2\theta)}}{1 + \cos u\, e^{i(\varphi-2\theta)}}.$$

Les points M et M′ (*fig.* 15) représentant, au facteur exponentiel près, le numérateur et le dénominateur

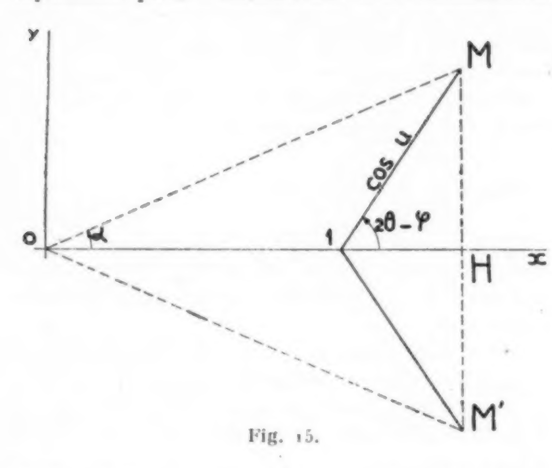


Fig. 15.

de R sont donc conjugués et, par suite, en désignant par α l'angle $\overrightarrow{Ox}$, $\overrightarrow{OM}$, on a pour valeur de R

$$R = e^{i(2\varphi-2\theta+2\alpha)}.$$

R' s'obtient immédiatement

$$R' = e^{2i(\varphi+\alpha-\theta-\theta')}.$$

La figure 15 fournit la valeur de α

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\overline{HM}}{\overline{OH}} = \frac{\cos u \sin(2\theta-\varphi)}{1+\cos u\cos(2\theta-\varphi)}.$$

Position des zéros. — Le champ électrique en O′ étant proportionnel à $1 + R'$, nous voyons qu'il sera nul toutes les fois que $R' = -1$, c'est-à-dire

$$2(\varphi+\alpha-\theta-\theta') = (2n+1)\pi \qquad (n \text{ entier}),$$

ou

$$\varphi+\alpha-\theta-\theta' = (2n+1)\frac{\pi}{2},$$

ou également

$$\operatorname{tg}\alpha = \operatorname{cotg}(\varphi-\theta-\theta'),$$

en remplaçant $\operatorname{tg}\alpha$ par sa valeur

$$\frac{\cos u \sin(2\theta-\varphi)}{1+\cos u\cos(2\theta-\varphi)} = \frac{\cos(\varphi-\theta-\theta')}{\sin(\varphi-\theta-\theta')}.$$

Après simplification, on trouve l'équation fondamentale qui donne la position des zéros :

$$(2) \qquad \cos(\varphi-\theta-\theta') + \cos u\cos(\theta-\theta') = 0.$$

De cette équation découle la recherche des caractéristiques de l'obstacle, c'est-à-dire :

1° la détermination de son plan de symétrie lorsqu'il n'est pas évident géométriquement;

2° la valeur des angles u et φ.

1° *Détermination du plan de symétrie.* — Remarquons que l'équation (2) est symétrique par rapport à θ et θ'. On obtiendra donc un autre zéro en permutant les valeurs de θ et θ'.

Supposons que nous maintenions constante la somme $\theta + \theta'$. Alors θ et θ' donnés par l'équation (2) vont être de la forme

$$\theta = \alpha \quad \text{et} \quad \theta' = \beta,$$

ou

$$\theta = \beta \quad \text{et} \quad \theta' = \alpha,$$

les valeurs de θ et θ' étant définies à $n\pi$ près.

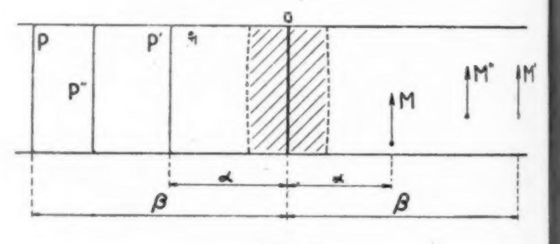


Fig. 16.

La figure 16 montre les deux positions des zéros distants de moins de $\frac{\lambda}{2}$, obtenus de cette façon, les autres positions s'obtenant à partir de ces deux-là par un déplacement longitudinal de $\frac{\lambda}{2}$.

Soient M et M′ les positions de ces zéros correspondant aux plans terminaux P et P′. Le plan de symétrie électromagnétique de l'obstacle O est alors le milieu commun de P′M ou de PM′. Supposons maintenant que, en laissant toujours la somme $\theta + \theta'$ constante, nous amenions le détecteur O′ de mesure de champ en M″, milieu de MM′. Il est évident que le piston P vient alors en P″, de telle façon que $\theta = \theta'$. On peut remarquer que M″ n'est pas alors un zéro.

2° *Mesure des coefficients caractéristiques u et φ.* — Supposons que nous ayons réalisé la condition $\theta = \theta'$, soit directement si l'obstacle est symétrique, soit à l'aide du procédé décrit précédemment. Cherchons alors, en maintenant continuellement la condi-

tion $\theta = \theta'$, les nouvelles positions des zéros. L'équation (1) nous donne

$$\cos(\varphi - 2\theta) + \cos u = 0,$$

que l'on résoud facilement

$$\theta = \frac{\varphi - \pi}{2} \pm \frac{u}{2} + n\pi. \tag{3}$$

Nous voyons ainsi que nous obtenons deux zéros dont la distance électrique est égale à u; ces zéros se retrouvant ensuite toutes les demi-ondes dans le guide (*fig.* 17).

Soit M le milieu des deux zéros les plus proches $\left(\text{car } |u| < \frac{\pi}{2}\right)$; la distance du plan O au point M fournit la valeur de $\frac{\varphi - \pi}{2}$.

La position de ces zéros donne donc u et φ.

2. Cas particuliers.

a. Obstacle en dérivation a dimension longitudinale très petite. — C'est le cas très général d'une plaque conductrice percée d'un trou, dont le plan est perpendiculaire à l'axe du guide. Ce peut

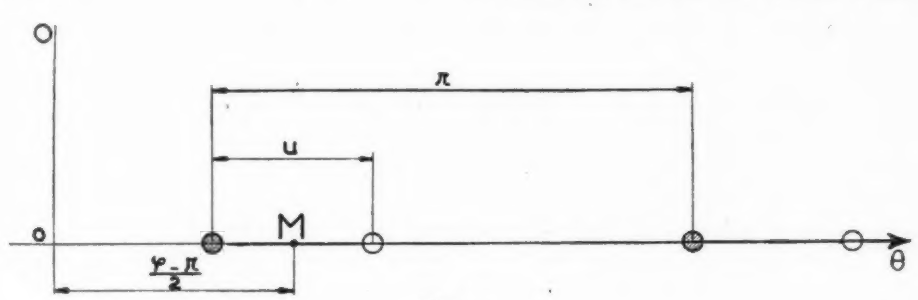


Fig. 17.

être aussi le cas d'une antenne filiforme enfoncée dans le guide.

Le plan de symétrie électromagnétique (*fig.* 18) est évidemment le plan de l'obstacle. Celui-ci est

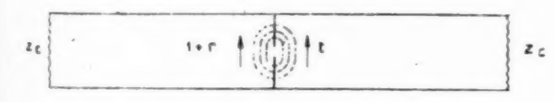


Fig. 18.

mathématiquement caractérisé par l'équation suivante, qui exprime l'égalité des champs rayonnés des deux côtés de l'obstacle :

$$t = 1 + r.$$

En remplaçant r et t par leurs valeurs, on obtient l'équation correspondante :

$$\varphi = \pi + u.$$

Le point représentatif M du coefficient de réflexion r se trouve sur le cercle de diamètre OA de la figure 19. La partie supérieure du cercle ($u < 0$) correspond à un obstacle selfique, la partie inférieure ($u > 0$) à un obstacle capacitif.

Positions des zéros dans l'appareil. — En remplaçant dans l'équation (3) φ par sa valeur, on trouve, pour les positions des zéros :

$$\theta_1 = n\pi,$$
$$\theta_2 = n\pi + u.$$

Il existe donc un zéro qui reste fixe lorsque u varie, exactement à un nombre entier de demi-ondes

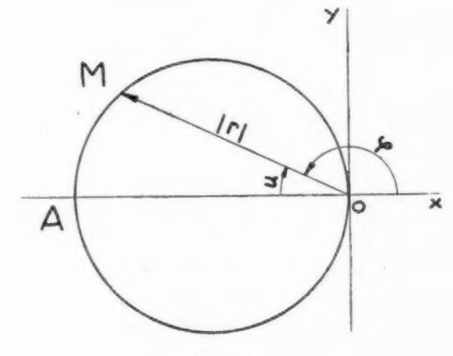


Fig. 19.

de l'obstacle. L'explication de ce fait se trouve dans la remarque suivante :

Le plan contenant le zéro peut, en effet, sans changer la distribution des champs, être remplacé par une paroi conductrice, puisque le champ électrique y est nul.

Le résultat précédent signifie que, si l'on prend un résonateur accordé à $2n$ demi-ondes de longueur

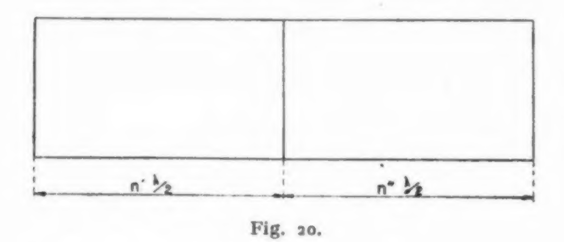


Fig. 20.

totale, on a le droit de disposer en dérivation un obstacle passif mince à un nombre entier de demi-ondes de chaque extrémité, sans modifier l'accord de l'ensemble, bien que chaque résonateur partiel ainsi formé ne soit plus accordé (*fig.* 20).

Ce résultat est évident si l'on considère le système d'ondes stationnaires formé dans le résonateur. En effet, le champ est nul dans le plan considéré et par suite, on a le droit d'y disposer une surface conductrice quelconque sans modifier la répartition du champ.

Traçons sur la figure 21 les positions des zéros fixes et des zéros mobiles lorsque u varie. On voit que la partie hachurée finement, à gauche du zéro fixe, correspond à des obstacles selfiques et la partie hachurée largement, à droite du zéro fixe, à des

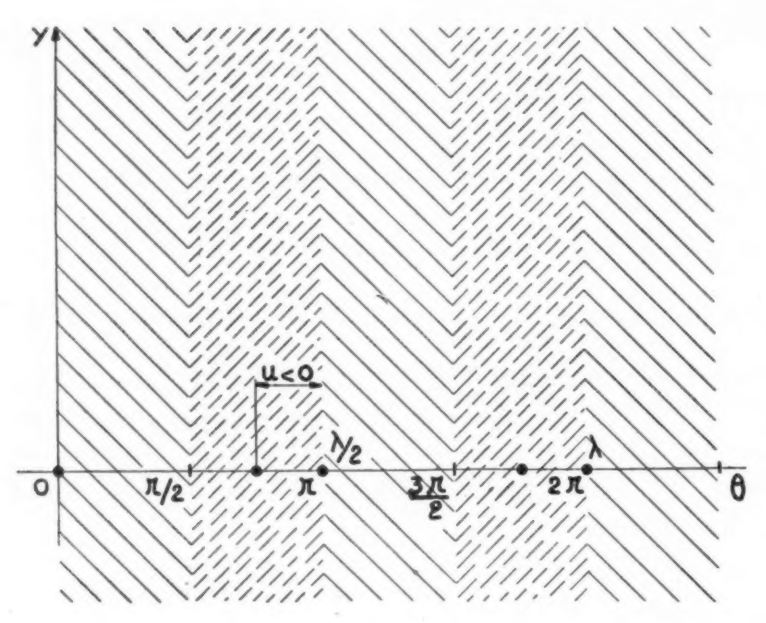


Fig. 21.

obstacles capacitifs. Lorsque l'obstacle réfléchit de plus en plus, le zéro mobile se rapproche du zéro fixe. Pour un obstacle n'introduisant pas de réflexion, le zéro mobile se trouve au milieu de deux zéros fixes.

La figure 22 montre la position du milieu des deux zéros fixant la phase φ. On voit pour un obstacle selfique que $\frac{3\pi}{4} < \frac{\varphi - \pi}{2} < \pi$, c'est-à-dire $\frac{\pi}{2} < \varphi < \pi$. Pour un obstacle capacitif $\pi < \frac{\varphi - \pi}{2} < \frac{5\pi}{4}$, c'est-à-dire $\pi < \varphi < \frac{3\pi}{2}$.

b. Obstacle en série a dimension longitudinale très petite. — C'est le cas d'une fente percée dans la paroi du guide et communiquant avec un résonateur qui ramène entre les bords de la fente une impédance apparente imaginaire pure quelconque (*fig.* 23).

Ces obstacles sont caractérisés par l'équation suivante, qui exprime la conservation de l'électricité circulant dans la paroi au niveau de la fante

$$t = 1 - r.$$

En remplaçant r et t par leurs valeurs, on obtient l'équation correspondante :

$$\varphi = -u.$$

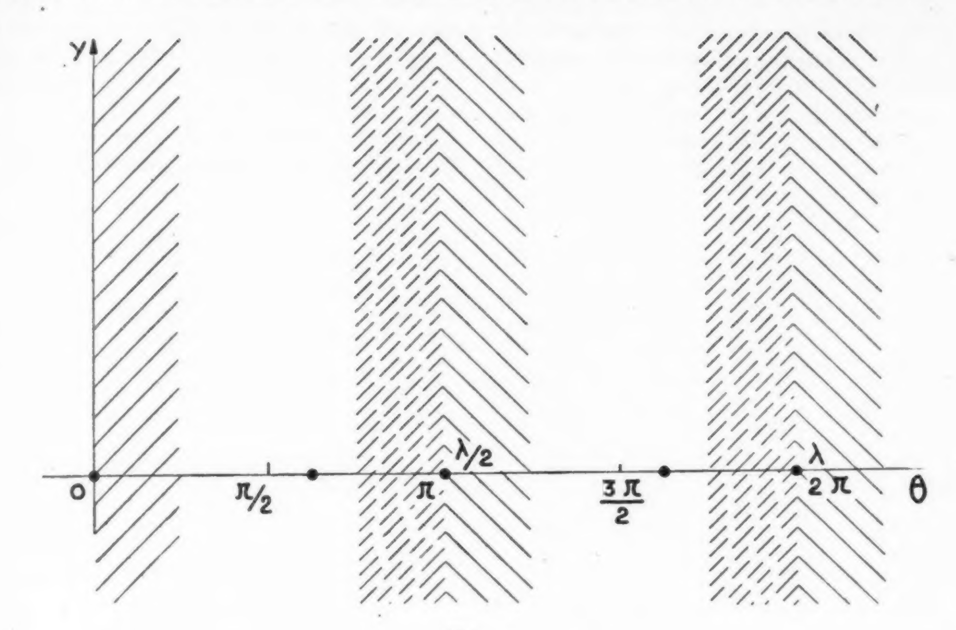


Fig. 22.

Le point représentatif du coefficient de réflexion est situé sur le cercle de diamètre OB, symétrique du cercle précédent par rapport à Oy, la partie

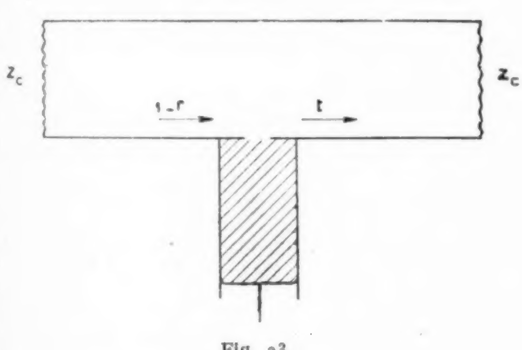


Fig. 23.

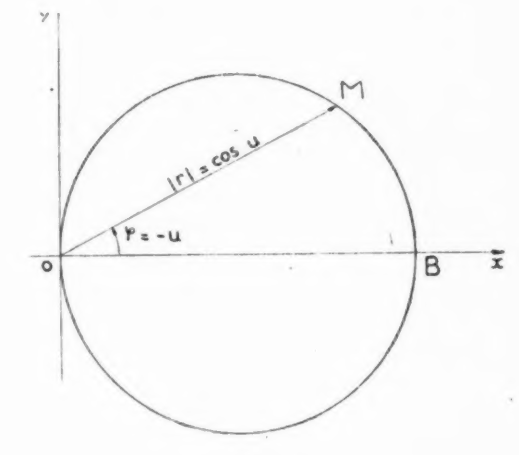


Fig. 24.

supérieure du cercle ($u < 0$) correspondant à un obstacle selfique, la partie inférieure ($u > 0$) à un obstacle capacitif (*fig.* 24).

Position des zéros dans l'appareil. — En remplaçant, dans l'équation (3), φ par sa valeur, on trouve, pour les positions des zéros :

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} + n\pi,$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} - u + n\pi.$$

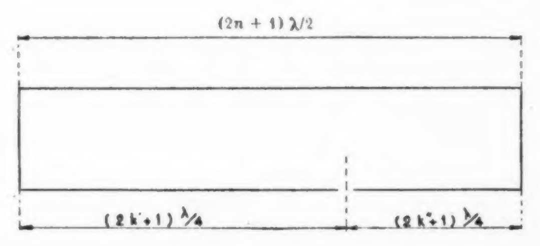


Fig. 25.

Il existe donc, ici encore, un zéro qui reste fixe lorsque u varie, exactement à un nombre impair de quart-d'ondes de l'obstacle. Par analogie avec le cas précédent, cela signifie que, si l'on prend un résonateur accordé à $2n+1$ demi-ondes de longueur totale, on a le droit de disposer en série dans la paroi un obstacle passif mince à un nombre impair de quart-d'ondes de chaque extrémité sans modifier l'accord de l'ensemble; le courant longitudinal est en effet nul à cet endroit (*fig.* 25).

Marquons encore, sur la figure 26, les positions des zéros fixes et des zéros mobiles lorsque u varie

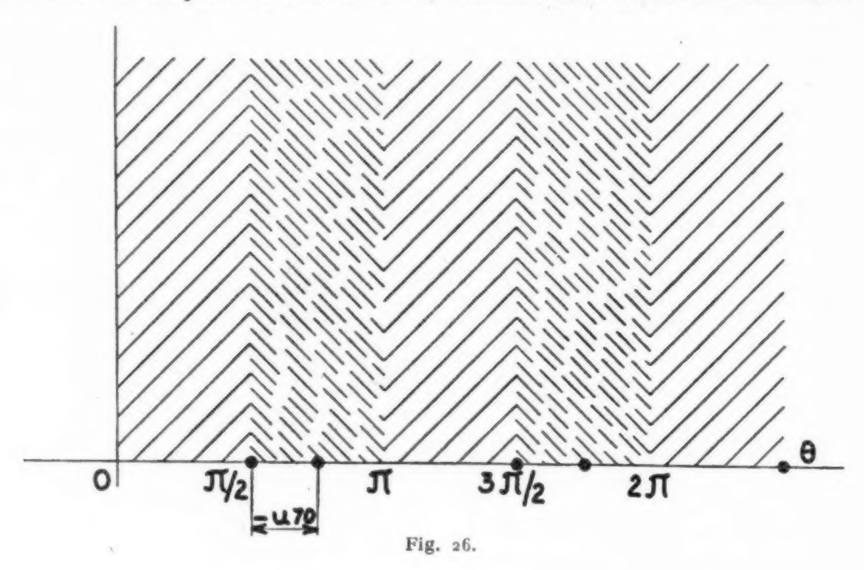


Fig. 26.

On voit que la partie hachurée finement correspond à des obstacles selfiques et la partie hachurée largement à des obstacles capacitifs. La figure 27

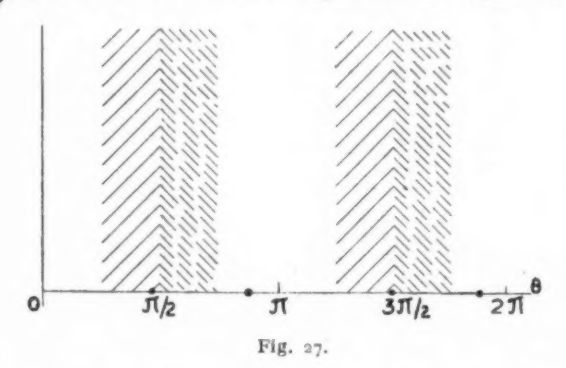


Fig. 27.

montre la position du milieu des deux zéros fixant la phase.

On voit que pour un obstacle selfique

$$\frac{\pi}{2} < \frac{\varphi-\pi}{2} < 3\frac{\pi}{4}, \qquad \text{ou} \qquad 0 < \varphi < \frac{\pi}{2},$$

et que pour un obstacle capacitif

$$\frac{\pi}{4} < \frac{\varphi-\pi}{2} < \frac{\pi}{2}, \qquad \text{ou} \qquad -\frac{\pi}{2} < \varphi < 0.$$

La comparaison des figures 21 et 26 montre que les obstacles selfiques et capacitifs donnent, dans les deux cas, des zéros mobiles remplissant les mêmes

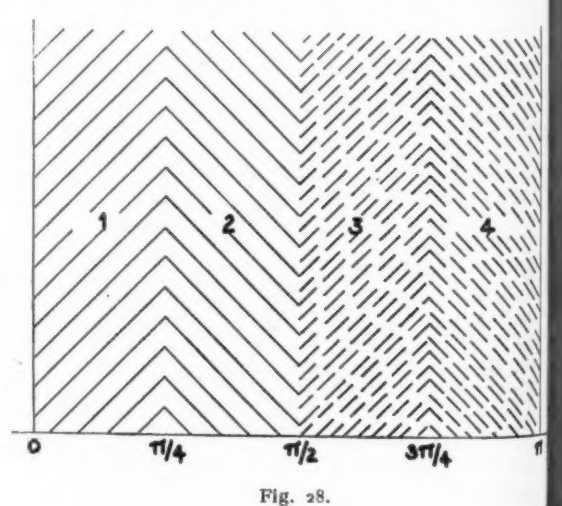


Fig. 28.

cases. Les positions des points milieux, au contraire, sont telles que les cases utilisées s'intervertissent dans les deux cas. Nous avons ainsi les quatre

cases 1, 2, 3, 4 de la figure 28 correspondant dans les deux cas aux quatre quadrants de la figure 29,

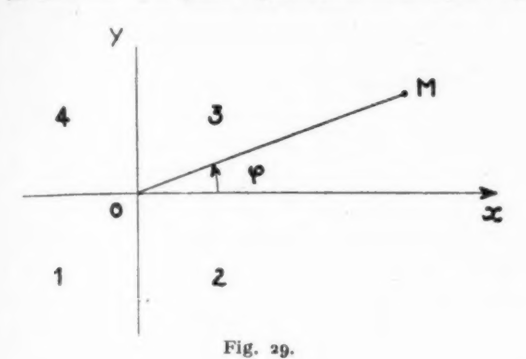


Fig. 29.

où M est le point représentatif du coefficient de réflexion :

1, capacité en dérivation;
2, capacité en série;
3, self en série;
4, self en dérivation.

3. Détermination de la surtension d'une cavité.

Considérons (*fig.* 30) le cas d'un obstacle O réfléchissant fortement (*u* petit); l'élément de guide

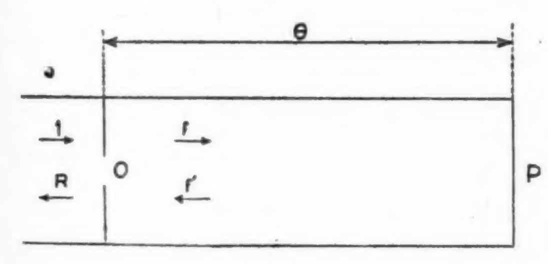


Fig. 30.

précédé de l'obstacle O et terminé par le plan conducteur P constitue alors un résonateur. Afin de justifier l'emploi de la mesure des coefficients de réflexion voisins de 1, nous allons exposer rapidement la théorie des résonateurs.

Ces derniers possèdent deux grandeurs caractéristiques :

1° *La fréquence de résonance*, par définition, est celle qui donne le maximum d'énergie contenue dans la cavité, soit par pertes ohmiques dans les parois, soit dans le rayonnement par les ouvertures.

2° *La surtension*, par définition, est égale au produit de la pulsation ω par le rapport entre l'énergie réactive moyenne et la puissance active dépensée dans la cavité.

Elle se compose de deux termes :

a. la surtension à vide S_1, qui est la surtension du résonateur entièrement bouché;
b. la surtension du résonateur ouvert, mais supposé dépourvu de pertes ohmiques S_2.

Il est évident, à cause du principe de conservation de l'énergie, que la surtension en charge du résonateur réel doit être donnée par la formule

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}.$$

C'est ce qu'il est facile de vérifier directement.

Calcul de S_1. — S_1 est lié à la constante d'affaiblissement γ du guide définie de la façon suivante :

Une onde progressive a son vecteur électrique donné par l'expression suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y)\, e^{-\gamma z}\, e^{i(\omega t - k_e z)};$$

γ se calcule en mesurant les pertes par effet Joule pour chaque forme de section droite.

Ces dernières, pour un élément de guide de longueur l, sont en effet égales à $2\gamma l w$; w est la puissance transportée par l'onde progressive, donnée par la formule :

$$w = \frac{c}{8\pi} \iint_S \left|\vec{E}\right|^2 \mathrm{d}S,$$

en supposant, pour simplifier, que la longueur d'onde λ_0 dans le guide est égale à la longueur d'onde λ dans l'air. S est la surface de la section droite.

Cela posé, on sait qu'une onde stationnaire est la somme de deux ondes progressives f et f' complémentaires, transportant la même quantité de puissance dans deux directions opposées.

L'énergie réactive contenue dans la cavité et la puissance perdue dans les parois sont égales au double des mêmes quantités correspondantes à un élément de guide indéfini, de même longueur l, dans lequel circule une seule de ces deux ondes progressives.

Il s'ensuit, l'énergie magnétique étant égale à l'énergie électrique, que l'énergie réactive moyenne est donnée par la formule :

$$W = \frac{l}{4\pi} \iint_S \left|\vec{E}\right|^2 \mathrm{d}S.$$

De même la puissance perdue dans les parois est :

$$w_j = 2\gamma l \frac{c}{4\pi} \iint_S \left|\vec{E}\right|^2 \mathrm{d}S.$$

On en tire donc S_1 :

$$(4)\qquad S_1 = \omega\frac{W}{w_j} = \frac{2\pi c}{\lambda}\,\frac{\dfrac{l}{4\pi}\displaystyle\iint_S \left|\vec{E}\right|^2 dS}{\dfrac{2\gamma l c}{4\pi}\displaystyle\iint_S \left|\vec{E}\right|^2 dS} = \frac{\pi}{\lambda\gamma}.$$

La surtension à vide est indépendante de la longueur de la cavité.

Calcul de S_2. — Soit f' l'onde progressive définie précédemment et circulant vers O (*fig.* 30). Les équations de passage au plan O fournissent la valeur de f' :

$$R = r + if',$$

R ayant la valeur calculée à la formule (1) de ce chapitre. On trouve :

$$(5)\qquad f' = \frac{-i\sin u\, e^{i(\varphi-2\theta)}}{1+\cos u\, e^{i(\varphi-2\theta)}}.$$

L'énergie réactive moyenne contenue dans la cavité, $W_2 = \frac{c}{8\pi}\sin^2 u\iint_S \left|\vec{E}\right|^2 dS$, est, comme $\left|\vec{E}\right|^2$, proportionnelle à la quantité

$$|f'|^2 = \frac{\sin^2 u}{|1+\cos u\, e^{i(\varphi-2\theta)}|^2}.$$

On voit que cette énergie est maximum lorsque $\varphi - 2\theta = \pi$. La fréquence de résonance est donc fixée par cette condition.

Quant à la puissance active W_r rayonnée par l'ouverture du résonateur, c'est celle qui est transportée par l'onde progressive if' dans la partie gauche du guide de la figure 30. On a donc

$$W_r = \frac{c}{8\pi}\sin^2 u\iint_S \left|\vec{E}\right|^2 dS,$$

et, par suite, $S_2 = \frac{2\pi c}{\lambda}\frac{W}{W_r} = \frac{4\pi l}{\lambda\sin^2 u}$.

Pour de petites ouvertures, on a

$$(6)\qquad S_2 = \frac{4\pi l}{\lambda u^2}.$$

Remarque. — On retrouve facilement cette formule en supposant un désaccord relatif $d = \frac{d\lambda}{\lambda}$ de la fréquence et en calculant le rapport $\frac{W'}{W}$, W' étant la valeur de l'énergie réactive pour la nouvelle fréquence.

On a :

$$\frac{W'}{W} = \frac{(1-\cos u)^2}{1+\cos^2 u + 2\cos u\cos(\varphi - 2\theta)}.$$

Or nous avons :

$$\varphi - 2\theta = \pi - 2\,d\theta,$$
$$\cos(\varphi - 2\theta) = -1 + 2\,d\theta^2.$$

On trouve alors :

$$(7)\qquad \frac{W'}{W} = \frac{(1-\cos u)^2}{(1-\cos u)^2 + 4\,d\theta^2} = \frac{1}{1+\left(\dfrac{2\,d\theta}{1-\cos u}\right)^2}.$$

De la formule $\theta = \frac{2\pi l}{\lambda}$ on tire $d\theta = \frac{2\pi l}{\lambda}d$ et, par suite :

$$\frac{W'}{W} = \frac{1}{1+\left(\dfrac{4\pi l}{\lambda(1-\cos u)}\right)^2 d^2}.$$

Or $\frac{4\pi l}{\lambda(1-\cos u)}$ égal à $\frac{8\pi l}{\lambda u^2}$ représente $2S_2$.

On a donc :

$$\frac{W'}{W} = \frac{1}{1+4S_2^2 d^2},$$

formule analogue à une formule bien connue en électrotechnique.

Ouverture critique. — C'est l'ouverture pour laquelle les coefficients S_1 et S_2 sont égaux. Son angle de réflexion u_0 est donné par la formule :

$$(8)\qquad u_0^2 = 4\gamma l,$$

obtenue en écrivant que $S_1 = S_2$.

Pour $u > u_0$, les pertes par rayonnement sont supérieures aux pertes ohmiques dans les parois.

Pour $u < u_0$, les pertes ohmiques sont supérieures aux pertes par rayonnement.

Pour $u = u_0$, ces pertes sont égales.

La notion d'ouverture critique est très importante dans la théorie des ondemètres à guides et des récepteurs où, par une extension dont nous verrons l'explication au paragraphe 5, on peut ramener les différentes résistances localisées ρ à l'affaiblissement γl par l'application de la formule (11).

Montrons, par exemple, que c'est l'ouverture critique qui correspond au maximum d'énergie réactive introduite dans le résonateur (et, par suite aussi, au maximum de pertes dans les parois). Reprenons, en effet, la formule (5) donnant f', mais en remplaçant l'angle électrique θ par la valeur $\theta - i\gamma l$, qui tient compte de l'amortissement.

On obtient, à la résonance :

$$|f'|^2 = \frac{\sin^2 u\, e^{-2\gamma l}}{(1-\cos u\, e^{-2\gamma l})^2}.$$

Remplaçons sin u par u, cos u par $1 - \frac{u^2}{2}$ et $e^{-2\gamma l}$ par $1 - 2\gamma l$ égal à $1 - \frac{u_0^2}{2}$ et l'on trouve :

$$|f'|^2 = \frac{4}{u_0^2 \left| \frac{u}{u_0} + \frac{u_0}{u} \right|^2}.$$

La quantité $\left| \frac{u}{u_0} + \frac{u_0}{u} \right|$, somme de deux termes dont le produit est égal à 1, est minimum et égal à 2 lorsque $u = u_0$. L'énergie réactive est alors maximum.

On peut dire physiquement que, pour $u < u_0$, l'énergie pénètre mal dans la cavité. Au contraire, pour $u > u_0$, l'énergie pénètre bien, mais la surtension est alors trop faible pour en profiter. Le meilleur résultat est obtenu pour $u = u_0$. Dans ce cas, la puissance w_j dépensée dans les parois est maximum et égale à w.

Soit, en effet, $E_0(x, y)$ le champ électrique de l'onde incidente dans la partie gauche du guide de la figure 30; il est facile de voir, dans le cas où u et u_0 sont petits, que les quantités W, w, w_j et w_r sont données par les formules suivantes :

$$W = \frac{l}{4\pi} \frac{4}{u_0^2 \left| \frac{u}{u_0} + \frac{u_0}{u} \right|^2} \iint_S \left| \vec{E}_0 \right|^2 \mathrm{d}S,$$

$$w = \frac{c}{8\pi} \iint_S \left| \vec{E} \right|^2 \mathrm{d}S,$$

$$w_j = \frac{c}{4\pi} \frac{4\,2\gamma l}{u_0^2 \left| \frac{u}{u_0} + \frac{u_0}{u} \right|^2} \iint_S \left| \vec{E}_0 \right|^2 \mathrm{d}S,$$

$$w_r = \frac{c}{8\pi} \frac{4\,u^2}{u_0^2 \left| \frac{u}{u_0} + \frac{u_0}{u} \right|^2} \iint_S \left| \vec{E}_0 \right|^2 \mathrm{d}S,$$

L'étude de ces quantités se fait en fonction du rapport $\frac{u}{u_0}$. W et w_j sont maximums pour $u = u_0$ et la valeur maximum de w_j est égale à w. Par contre, w_r est maximum et égale à $4w$ lorsque $\frac{u}{u_0}$ tend vers l'infini.

Ce résultat n'est pas contraire au principe de conservation de l'énergie. En effet, l'onde réfléchie R est la somme de deux ondes en opposition de phase à la résonance : l'une égale à r d'amplitude très voisine de 1, l'autre égale à tf'. Lorsque $\frac{u}{u_0} \to \infty$, la puissance $w_r \to 4w$ et aussi $|tf'| \to 2$; mais la puissance transportée par l'onde R ne tend que vers w.

Par contre, lorsque $u = u_0$, on a $w_r = w_j = w$. Il en résulte aussi $|tf'| = 1$; la puissance transportée par l'onde R est nulle.

La puissance incidente est alors absorbée dans les parois, le coefficient de réflexion sur la cavité est nul; la cavité à ouverture critique, accordée, réalise l'impédance caractéristique en bout du guide.

L'expérience vérifie cette conclusion et permet de déterminer l'ouverture critique avec une grande précision en s'arrangeant pour annuler l'onde réfléchie [4].

La mesure de u_0 permet de déterminer alors S, S_1, S_2 et γ.

4. Recherche des zéros dans le cas d'ouvertures voisines de l'ouverture critique.

Reprenons la formule (1′) donnant R mais en remplaçant l'angle électrique par la valeur $\theta - i\gamma l$.

On trouve :

$$R = e^{-2\gamma l} e^{2i(\varphi-\theta)} \frac{1 + \cos u \, e^{2\gamma l} \, e^{-i(\varphi - 2\theta)}}{1 + \cos u \, e^{-2\gamma l} \, e^{-i(\varphi-2\theta)}}.$$

A la résonance, $\varphi - 2\theta = \pi$ et, pour des ouvertures petites, 2θ est petit et φ voisin de π.

Dans ces conditions, en remplaçant cos u par $1 - \frac{u^2}{2}$ et $e^{2\gamma l}$ par $1 + \frac{u_0^2}{2}$, on obtient :

$$R \# \frac{1 - \cos u \, e^{2\gamma l}}{1 - \cos u \, e^{-2\gamma l}} \# \frac{1 - \left(\frac{u_0}{u}\right)^2}{1 + \left(\frac{u_0}{u}\right)^2}. \tag{9}$$

R est donc un nombre réel, positif si $u > u_0$ et négatif si $u < u_0$. R est nul pour $u = u_0$ (impédance caractéristique).

En faisant varier θ dans la recherche des zéros, la formule (3) montre que la résonance de la partie de guide formant cavité est obtenue au passage par le point M de la figure 17, c'est-à-dire au milieu des deux zéros.

Le détecteur O′, lors de ce passage, étant approximativement à un nombre entier de demi-ondes de l'obstacle O, est donc excité par un champ égal à $1 + R$. La déviation de l'aiguille du galvanomètre est, pour un détecteur à peu près quadratique, proportionnelle à $(1 + R)^2$, c'est-à-dire à la quantité $\frac{4}{\left[1 + \left(\frac{u_0}{u}\right)^2\right]^2}$. Ainsi donc, si u est supérieur à u_0, le galvanomètre dévie au maximum entre les deux zéros d'une quantité supérieure à sa varia-

[4] Le calcul et l'expérience montrent par ailleurs que, au voisinage de la résonance, c'est le minimum de l'onde réfléchie, avec changement de la phase, qui est obtenu au passage par l'ouverture critique. Cette remarque facilite expérimentalement la recherche de cette dernière.

tion sous l'effet du champ de l'onde progressive seule. Pour $u = u_0$, il dévie encore autant. Pour $u = \frac{u_0}{3}$ il varie au plus entre les deux zéros 100 fois moins que la variation maximum et 25 fois moins que sous l'effet du champ de l'onde progressive seule. On ne peut donc bien mesurer que les ouvertures dont l'angle de réflexion est supérieur au tiers de celui de l'ouverture critique. La surtension à vide constitue alors les 9/10e de la surtension totale.

Valeur des zéros. — Supposons, par exemple, une ouverture égale à l'ouverture critique et montrons que, au passage par les zéros, la puissance perdue dans les parois w_j est faible par rapport à la puissance w transportée avant l'obstacle par l'onde progressive, ce qui est favorable à l'obtention de zéros très précis. En effet, la distance électrique $d\theta$ entre un zéro et un maximum intermédiaire (résonance) étant égale à $\frac{u}{2}$, le résonateur formé est désccordé dans le cas du zéro et la puissance perdue dans les parois, proportionnelle à l'énergie réactive (puisque γ ne change pas), devient beaucoup plus faible.

De façon plus précise, en appliquant la formule (7) du paragraphe précédent, et en tenant compte du fait que la puissance perdue dans les parois à la résonance est précisément égale à w (à cause de l'ouverture critique), on obtient :

$$\frac{w_j}{w} = \frac{W'}{W} = \frac{1}{1+\left(\frac{2\,d\theta}{1-\cos u}\right)^2} = \frac{1}{1+\frac{4}{u_0^2}}.$$

Le champ, aux passages par les zéros, est égal à

$$1+R = 1-\sqrt{1-\frac{w_j}{w}} \simeq \frac{u_0^2}{2}.$$

Il est très faible, d'autant plus que le métal du guide est un bon conducteur.

5. Analogie électrotechnique.

Nous verrons ultérieurement qu'au point de vue du coefficient de réflexion et de l'impédance apparente, le système de la figure 30 est équivalent à une ligne indéfinie terminée par un pont conducteur, sur laquelle est mise en parallèle l'impédance imaginaire pure $Z = iL\omega$ (dans le cas d'un obstacle selfique par exemple). Soit $\rho - \frac{i}{C\omega}$ l'impédance ramenée par la partie droite du guide à la hauteur de la self L.

La figure 30 peut se ramener à la figure 31, qui représente le circuit antirésonnant L, C, ρ excité par la source alternative de résistance interne Z_c. On sait que l'impédance entre A et B (et, par suite, le coefficient de réflexion) n'est réelle que lorsque le circuit est accordé. Dans ce cas, la résistance ρ est

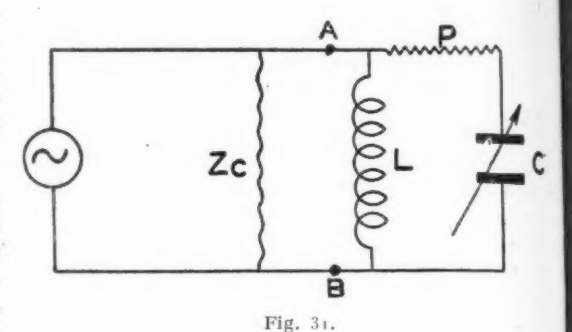


Fig. 31.

équivalente à une résistance en $\mathcal{R}$ dérivation telle que :

$$\mathcal{R} = \frac{L^2\omega^2}{\rho} = S^2\rho.$$

Le coefficient de réflexion de l'ensemble est alors égal à :

$$(10) \qquad R = \frac{\mathcal{R}+Z_c}{\mathcal{R}-Z_c} = \frac{1-\frac{Z_c\rho}{L^2\omega^2}}{1+\frac{Z_c\rho}{L^2\omega^2}},$$

formule que l'on peut comparer à la formule (9)

$$R = \frac{1-\left(\frac{u}{u_0}\right)^2}{1+\left(\frac{u}{u_0}\right)^2},$$

à condition de poser

$$(11) \qquad \begin{cases} u_0^2 = 4\gamma l = 4\frac{\rho}{Z_c}, \\ u^2 = 4\frac{L^2\omega^2}{Z_c^2}. \end{cases}$$

On retrouve les mêmes conditions $\left(\gamma l = \frac{\rho}{Z_c}\right.$ et $\left. u = \frac{2L\omega}{Z_c}\right)$ en prenant le coefficient de réflexion de l'obstacle constitué par une self $L\varpi$ en dérivation dans une ligne indéfinie dans les deux sens, d'impédance caractéristique Z_c (2).

On peut, à partir de l'analogie électrotechnique, retrouver une partie des résultats que nous avons obtenus. En particulier l'impédance critique est donnée par la formule évidente $L^2\omega^2 = \rho Z_c$.

(2) *Diffraction et réflexion des ondes guidées* (*Annales de Radioélectricité*, octobre 1945, p. 119).

Cette analogie permet de remplacer, dans les formules du paragraphe 3, une résistance localisée (ρ ou R) par un accroissement correspondant du coefficient d'amortissement.

C. — RÉALISATION D'UN APPAREIL BASÉ SUR LA METHODE PRÉCÉDENTE

1. Description.

L'appareil se présente sous la forme de deux tronçons de guide dont le premier est précédé d'un cornet récepteur et se trouve fendu longitudinalement pour permettre le coulissage d'une tige détectrice (*fig.* 32).

Ces deux tronçons de guide sont reliés à un socle commun, le deuxième par l'intermédiaire d'une crémaillère qui lui permet de se déplacer longitudinalement par rapport au premier, de façon qu'on puisse intercaler entre les deux portions de guide un obstacle de longueur variable.

Le détecteur, un couple ou un cristal, attaqué par une antenne plongeant dans le guide, est enfermé dans une petite boîte blindée et reliée à un chariot comportant deux vis de serrage m et n. Un câble métallique de 1,5 mm de diamètre, tendu par le poids ou le ressort R, permet, par l'intermédiaire des trois poulies de la figure 33, de lier le piston conducteur P au détecteur O′. La vis v peut faire varier la position du piston P et, suivant que les vis de serrage m et n sont employées, déplace le détecteur O′ en sens inverse ou dans le même sens que P.

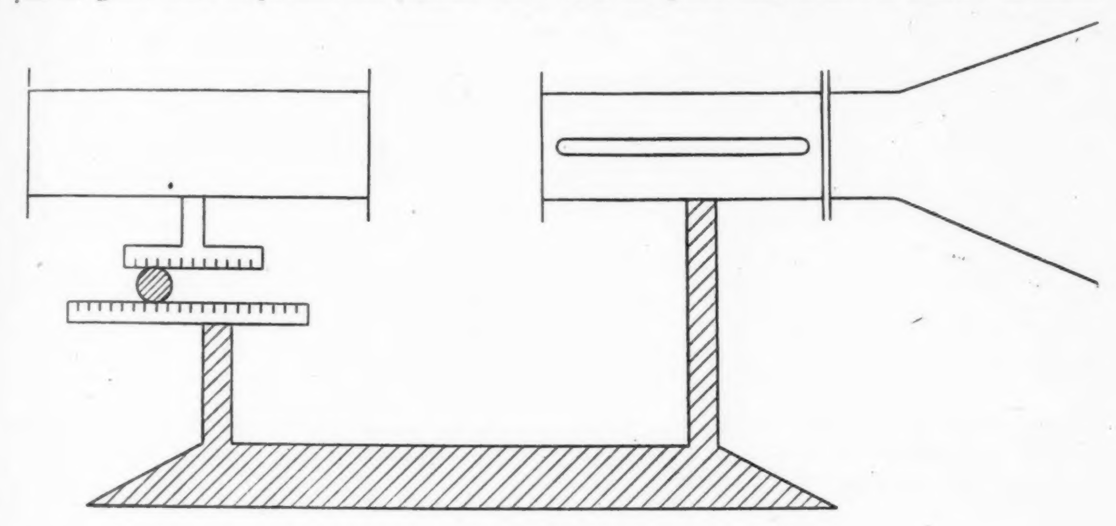


Fig. 32.

Un vernier, relié au détecteur, permet, sur une règle fixe, de lire la position de ce dernier avec une précision qui atteint le 1/20ᵉ de millimètre. La puissance à détecter est prise par l'intermédiaire d'une tige très fine enfoncée dans le guide d'une façon convenable. On verra qu'il existe, en effet, un enfoncement tel que la tige réfléchit l'onde incidente en totalité. Le courant qui la parcourt est alors très intense. Naturellement, ce courant doit être forcément nul dans les positions des zéros, mais croît très rapidement dès qu'on s'écarte tant soit peu de ces derniers. Avec ces précautions, et compte tenu du fait que la méthode est une méthode de zéros, l'expérience montre que la position de chacun de ces derniers peut être déterminée à 1/10ᵉ de millimètre près sans difficultés.

L'ordre de la manipulation est le suivant :

1° En serrant la vis n qui permet de déplacer P et O′ dans le même sens, donc de garder la somme $\theta + \theta'$ constante, on détermine le plan de symétrie de l'obstacle et l'on s'arrange pour avoir $\theta = \theta'$ suivant la méthode qui a été exposée dans le principe de l'appareil.

2° On desserre n et on serre la vis m, qui permet de garder constamment $\theta = \theta'$ par la suite. On déplace alors le piston P et O′ de façon à trouver tous les zéros que l'on peut.

La vis v, à pas très petit, permet de déterminer ceux-ci avec une grande précision. On la libère entre chaque zéro pour obtenir un mouvement plus rapide.

Les zéros se partagent en deux catégories distantes de $\frac{\lambda}{2}$ pour chacun (*fig.* 34).

Avec un guide de 60 cm de longueur et une longueur d'onde dans le guide de 30 cm, on peut avoir quatre séries de zéros. La longueur d'onde peut être mesurée par l'appareil, qui alors, fait figure d'ondemètre. Nous la supposerons déterminée au préalable avec une précision infinie. Soit l la distance entre les deux zéros les plus proches et L la distance entre

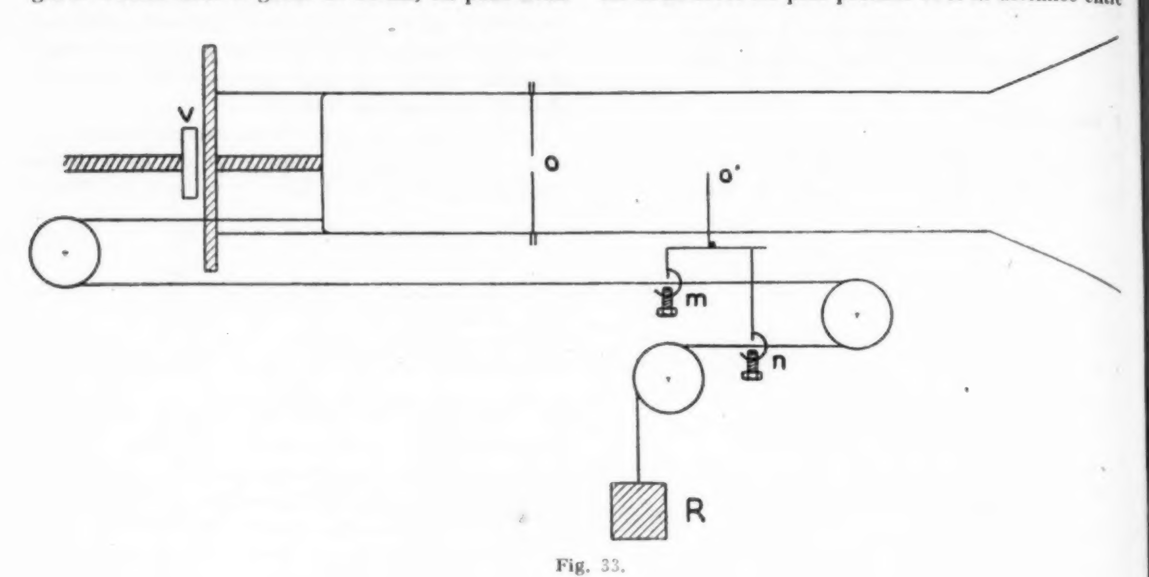


Fig. 33.

le plan du piston et le détecteur O′ lorsque ce dernier se trouve au milieu de ces deux zéros. Les formules qui donnent les grandeurs caractéristiques u et φ de l'obstacle sont :

$$u = 360^\circ \frac{l}{\lambda},$$

$$\varphi = 180^\circ + 360^\circ \frac{L}{\lambda}.$$

Précision de la mesure. — Supposons une longueur d'onde de 300 mm dans le guide; nous avons vu que, l'erreur sur chaque zéro étant de 0,1 mm, l'erreur sur l est de 0,2 mm, l'erreur sur u est alors de 1/5e de degré. L'erreur sur φ est du même ordre.

L'erreur relative commise sur $|r| = \cos u$ est :

$$\frac{d|r|}{|r|} = \operatorname{tg} u \, du.$$

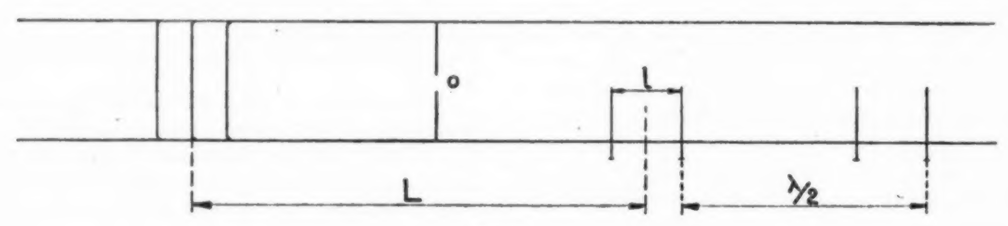


Fig. 34.

Pour un angle u égal à 45°, l'erreur relative sur r est donc :

$$\frac{d|r|}{|r|} = du = \frac{1}{5}\,\frac{\pi}{180} = \frac{3}{1000}.$$

Cette erreur peut d'ailleurs être rendue encore plus petite si l'on prend la moyenne de trois ou quatre séries de zéros différentes. Nous pouvons donc obtenir les coefficients de réflexion et de transmission moyens avec trois chiffres exacts.

Pour les faibles coefficients de réflexion, il est clair que le plus faible $|r|$ mesurable est précisément égal à du, c'est-à-dire à 3/1000e; la puissance réfléchie

est alors égale à 10^{-5} pour une puissance incidente égale à 1.

Pour les coefficients de réflexion voisins de 1, nous avons vu que la limite minimum de u était $\frac{u_0}{3}$ (u_0, ouverture critique). De la formule $u_0^2 = 4\gamma l$, on déduit que ce minimum mesurable est obtenu en prenant le γ le plus faible et la plus petite longueur de résonance, c'est-à-dire $l = \frac{\lambda}{2}$. Le γ le plus faible que l'on puisse obtenir, avec des guides spécialement choisis et sans piston déplaçable (6), est de l'ordre de 10^{-5}. Cela correspond à une surtension à vide :

$$S_1 = \frac{\pi}{\lambda_0 \gamma} = \frac{3}{20.10^{-5}} = 15\,000$$

(λ_0 dans l'air est égal à 20 cm).

Le plus petit angle de réflexion critique u_0 est alors :

$$u_0 = \sqrt{4\gamma\frac{\lambda}{2}} = \sqrt{4.10^{-5}.15} = \frac{2,5}{100}.$$

La plus petite ouverture mesurable possède donc un angle de réflexion de 1/100e (la puissance transmise par la fente étant, dans ce cas, égale à 10^{-4} pour une puissance incidente égale à 1). Le module du coefficient de réflexion est alors égal à 0,99995. Cela correspond à un taux d'ondes stationnaires en puissance $\left(\frac{1+r}{1-r}\right)^2$ égal à 8.10^4. Cette ouverture peut être réalisée, par exemple, pour les guides employés, par une fente de 15 mm de largeur, parallèle au champ électrique.

En utilisant uniquement l'appareil sans variation de la fréquence, l'expérience montre alors qu'il est possible de séparer deux zéros distants entre eux de l'ordre du millimètre. L'angle u correspondant est ici $\frac{360}{300} \# 1°$. Le coefficient de transmission $\sin u$ est à peu près 1/50. Cela correspond au premier point de la figure 37 (ouverture de la fente égale à 20 mm). Toutefois, pour ces valeurs là, la précision relative sur u, liée à la détermination exacte des zéros, est alors faible et les mesures des surtensions très élevées deviennent délicates. Il est alors préférable, comme nous l'avons dit, de laisser fixes le plan conducteur et le détecteur, et de faire varier θ (en gardant $\theta = \theta'$) par de légères modifications de la fréquence. Ces mesures de surtension deviennent très précises et très sûres : le détecteur en effet n'est pas du tout couplé au résonateur (méthode de zéros).

(6) Pour des ouvertures très petites, la variation de θ peut être obtenue, à partir d'un résonateur indéformable, par de légères variations de fréquence de l'émetteur (sans modification d'amplitude).

Comme on le voit, l'appareil mesure à la fois très bien les faibles coefficients de réflexion (impédances caractéristiques légèrement déréglées) et ceux qui sont très voisins de 1, pour lesquels la mesure du taux d'ondes stationnaires (méthode générale) devient inapplicable par suite de la valeur trop faible de l'énergie transmise par l'obstacle. On peut arriver à mesurer des taux d'ondes stationnaires dépassant 10^4, alors que les meilleures mesures directes n'atteignent pas 10^3. Il détermine aussi, avec une grande précision, les coefficients de réflexion moyens. C'est un très bon appareil de mesure d'impédances et de surtensions en ondes décimétriques.

2. Expériences faites avec l'appareil de mesure.

Nous avons déterminé, avec l'appareil, les coefficients de réflexion de divers obstacles. Nous citerons le résultat des expériences dans trois cas particuliers d'obstacles en dérivations minces.

1° *Étude d'une fente parallèle au champ électrique.* — Nous employons des guides de 50 × 160 mm et une longueur d'onde dans l'air de 230 mm, correspondant à une longueur d'onde λ dans le guide de 325 mm.

Soit e la largeur de la fente variable parallèle au champ électrique (*fig.* 35).

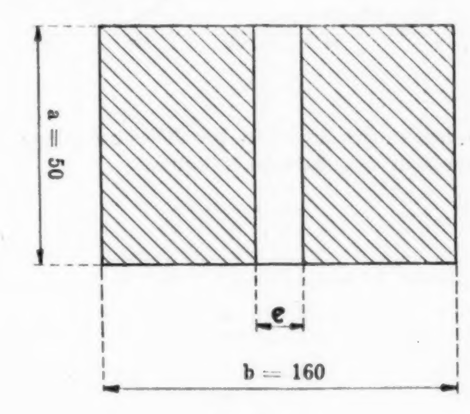


Fig. 35.

L'expérience montre, comme l'indique la théorie, que l'un des zéros reste absolument fixe $\left(\text{à } \frac{n\lambda}{2}\right)$, lorsque l'on ouvre la fente. Au contraire, l'autre zéro, d'abord confondu avec le premier, commence à s'en séparer à partir d'une fente de 15 à 20 mm

et se déplace *vers la gauche* lorsqu'on augmente l'ouverture pour arriver à $\frac{\lambda}{4}$ lorsque $e = b = 160$ mm (*fig.* 36).

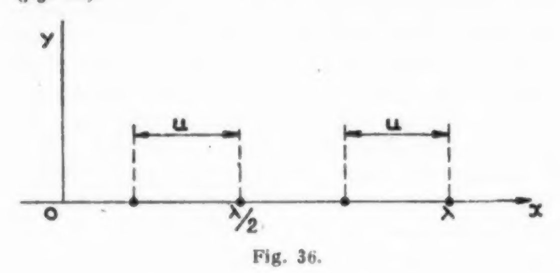


Fig. 36.

La courbe de la figure 37 donne les valeurs correspondantes de $|r|$ et $|t|$. On déduit donc de ces

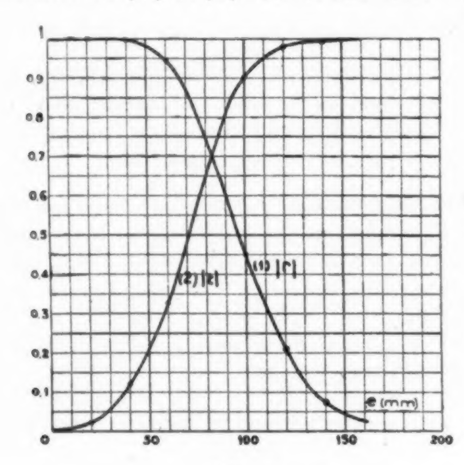


Fig. 37.

expériences que les fentes parallèles au champ électrique sont des obstacles selfiques.

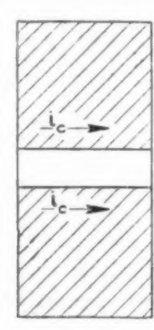


Fig. 38.

En effet, l'onde réfléchie provient de la différence des rayonnements des courants de conduction. Or, un pareil courant parallèle au champ électrique est en quadrature arrière sur ce dernier et, par suite, se comporte comme celui d'une self (*fig.* 38).

Le calcul théorique donne pour u la formule suivante :

$$\operatorname{tg} u = -\frac{2b}{\lambda}\operatorname{tg}^2\frac{\pi}{2}\frac{e}{b}.$$

En comparant les valeurs théoriques aux valeurs de u données par la courbe de la figure 37, on voit que l'expérience fournit des résultats voisins, mais, principalement pour les petites valeurs de t ou de u, un peu inférieurs, à cause de l'épaisseur non nulle de la fente variable utilisée.

2° *Étude d'une fente perpendiculaire au champ électrique.* — Nous désignerons par e' la largeur variable de la fente (*fig.* 39). Ici encore, l'un des

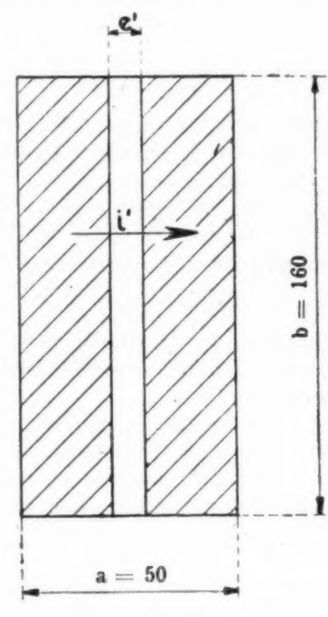


Fig. 39.

zéros reste fixe à $\frac{n\lambda}{2}$ de la fente, lorsque l'ouverture varie.

Au contraire, l'autre zéro, d'abord confondu, s'écarte très vite du premier et se déplace *vers la droite* pour arriver à $\frac{\lambda}{4}$, lorsque $e' = a = 50$ mm (*fig.* 40).

La courbe de la figure 41 donne les valeurs de $|r|$ et $|t|$. On voit, en comparant les courbes des figures 37 et 41, qu'une fente de 1 mm de largeur, perpendiculaire au champ électrique, transmet autant

d'énergie qu'une fente de 70 mm, parallèle à ce dernier.

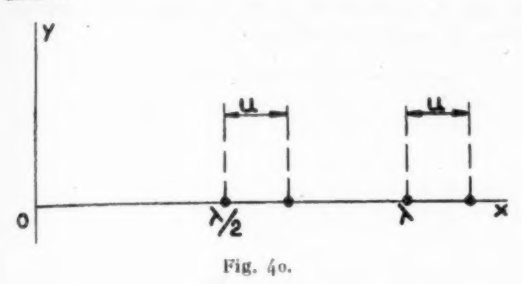


Fig. 40.

L'expérience montre donc que les fentes perpendiculaires au champ électrique sont des obstacles capacitifs.

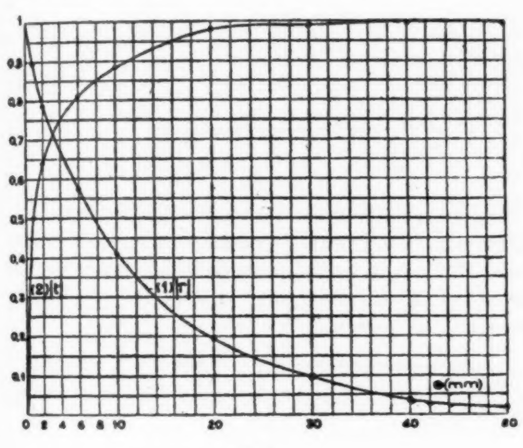


Fig. 41.

En effet, l'onde réfléchie provient du rayonnement du courant de déplacement i' qui circule entre les lèvres de la fente. Or ce courant est évidemment en quadrature avant avec le champ électrique et, par suite, se comporte comme celui d'une capacité (*fig.* 42).

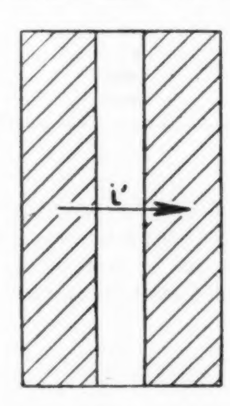


Fig. 42.

Ici encore, l'expérience fournit des valeurs voisines, mais légèrement inférieures à celles de la formule théorique, qui est :

$$\operatorname{cotg} u = -\frac{2a}{\lambda} \operatorname{Log} \sin \frac{\pi}{2} \frac{e'}{a}.$$

3° *Étude d'une tige enfonçable dans le guide.* — Nous avons choisi comme obstacle une tige cylindrique de 4 mm de diamètre, que nous pouvons enfoncer d'une quantité variable 50 mm — e dans le guide au milieu de la hauteur de ce dernier. Cette tige est parallèle au champ électrique (*fig.* 43).

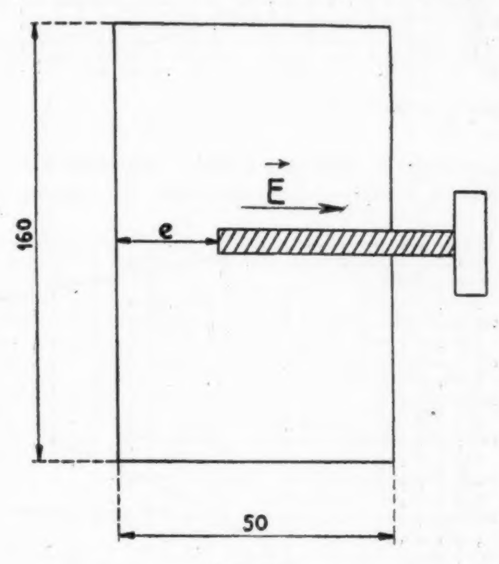


Fig. 43.

Ici encore, on constate que l'un des zéros reste fixe lorsque e varie.

Le deuxième zéro, d'abord situé *à gauche* du premier pour $e = 0$, se rapproche très rapidement de lui et l'atteint pour une valeur $e_0 = 1,2$ mm. Lorsque e est plus grand que e_0, le deuxième zéro se déplace *vers la droite* et finit par atteindre une position située à $\frac{\lambda}{4}$ lorsque $e = 50$ mm, pour laquelle l'enfoncement est nul.

Les courbes des figures 44 et 45 donnent les valeurs de $|r|$ et $|t|$ correspondantes. L'expérience montre donc que, pour $e < e_0$, la tige se conduit comme un obstacle selfique et que, pour $e > e_0$, la tige se conduit comme un obstacle capacitif.

Ici encore, l'explication du phénomène se trouve dans la nature du courant qui circule dans la tige

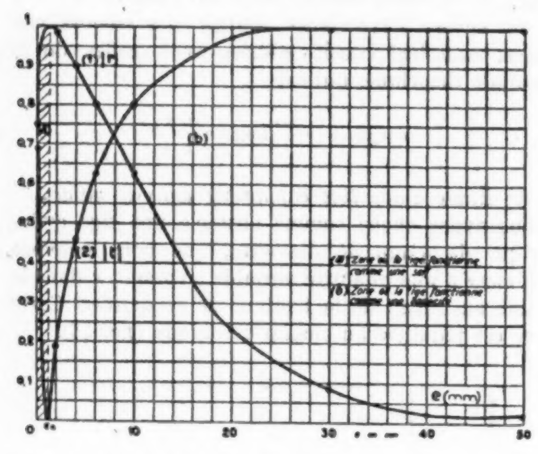


Fig. 44.

et se ferme à la paroi. En effet, l'onde réfléchie provient à la fois du rayonnement du courant de

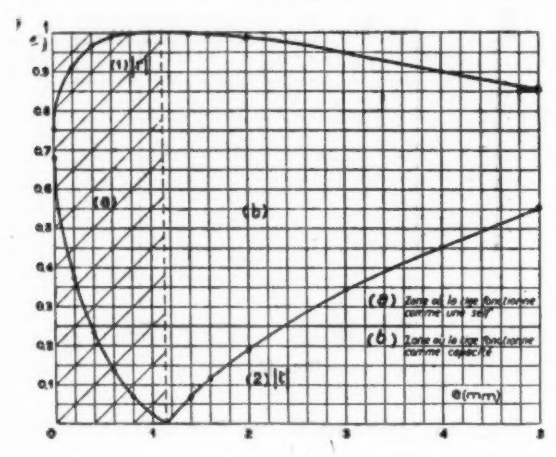


Fig. 45.

conduction i circulant dans la tige et du rayonnement du courant de déplacement i' qui ferme le courant i à la paroi (*fig.* 46).

Nous avons vu que le courant i se comportait, vis-à-vis du champ électrique, comme celui d'une self (impédance d'un fil) et le courant i' comme celui d'une capacité. Le schéma équivalent de la tige est celui de la figure 47.

La capacité C, qui varie très rapidement dès que e croît au-dessus de zéro, doit être mise en série avec la self L, laquelle demeure à peu près constante pour de faibles variations de e.

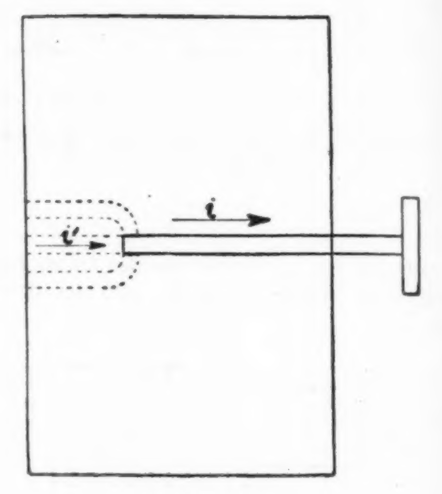


Fig. 46.

L'accord est obtenu lorsque $e = e_0$. Pour $e = 0$, la capacité C est infinie, l'obstacle se conduit comme une self L. Pour $e > e_0$, l'obstacle se conduit comme une capacité. La capacité et la self deviennent nulles lorsque $e = 50$ mm.

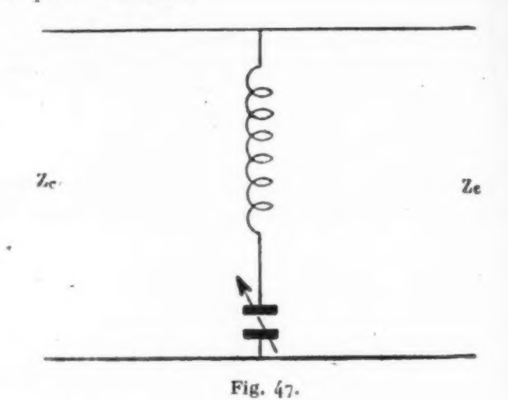


Fig. 47.

A l'accord, l'obstacle se conduit comme une impédance nulle et réfléchit totalement l'onde incidente. Nous avons vu que le principe de l'obtention de zéros très sensibles était précisément basé sur cette remarque.

RECTIFICATIF

A

L'ESSAI DE THÉORIE DU TUBE ÉLECTRONIQUE A PROPAGATION D'ONDE

PAR J. BERNIER [1].

Une approximation trop grossière a été faite dans la résolution de l'équation caractéristique (18) qui détermine les constantes de propagation des ondes forcées, et les résultats qu'on en déduit quant à l'importance de l'atténuation du circuit sur le gain sont légèrement erronés. La quantité δ définie par (17) est, en effet, de la forme $\delta = \delta_0 - j\psi$ avec $\delta_0 \sim \frac{v_0 - v}{v_0}$ et $\psi \sim \frac{\gamma}{k}$, et lorsque la vitesse des électrons est très voisine de la vitesse de l'onde ($v_0 \approx v$), on ne peut pas considérer que $\delta \approx \delta_0$ comme il a été indiqué par erreur en (20). On trouve, en fait, que si $|\delta| < \left|\frac{\alpha}{2}\right|^{\frac{1}{3}}$, les racines de l'équation caractéristique sont données par (23), où l'on aurait remplacé -1 par $-1 + \frac{2\delta}{3}$ (δ complexe).

Le Tableau I donnant les expressions des constantes de propagation est à modifier en conséquence. D'autre part la formule du gain (30 ou 31) $G = G_1 - G_2 - G_3$ db doit être remplacée par $G = G_1 - mG_2 - G_3$ db, où m est un coefficient valant environ $\frac{1}{3}$. Enfin, les variations du gain théorique du tube de J. R. Pierce choisi comme exemple numérique et représenté en figure 6 sont également à modifier de la façon suivante : G est nul pour $\alpha = 0{,}25 . 10^{-5}$, est égal à 23 db pour $\alpha = 2 . 10^{-5}$ et a pour valeur limite 66 db pour $\alpha = 14 . 10^{-5}$.

Il est à noter que l'erreur de calcul initiale ne conduit à aucune modification du raisonnement développé, ni au caractère des conclusions dans leur ensemble.

« L'essai de théorie du tube électronique à propagation d'onde », qui fit l'objet en mars dernier d'une communication devant la Société des Radioélectriciens, doit paraître, rectifié et avec quelques additions, dans l'*Onde électrique* de juin.

---

[1] *Annales de Radioélectricité*, janvier 1947, p. 87 à 101.

Imp. GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
125933
Dépôt légal, 1947, n° 295.

